

N° ordre : 2390

THESE

Présentée à

L'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE TOULOUSE

École doctorale : Transferts, dynamique des fluides, énergétique et procédés

Spécialité : Energétique et transferts

Par

Typhaine COQUARD

Transferts couplés de masse et de chaleur dans un élément d'évaporateur capillaire

Soutenue le 10 Novembre 2006 devant le jury composé de :

MME.	Catherine COLIN	Présidente
M.	Marc PRAT	Directeur de thèse
MM.	Jay OCHTERBECK	Rapporteur
	Vincent PLATEL.	Rapporteur
	Amaury LARUE de TOURNEMINE	Membre
	Jean-Claude LEGROS	Membre
	Alain ALEXANDRE	Membre invité
	Yves BERTIN	Membre invité
	Christophe FIGUS	Membre invité

Remerciements

Mes premiers remerciements s'adressent à Marc Prat pour m'avoir accueillie au sein du groupe écoulement en milieu poreux (GEMP) de l'IMFT où j'ai eu la chance d'effectuer ma thèse. Il a été pour moi un directeur exemplaire. Je le remercie très sincèrement pour la confiance qu'il m'a accordée en m'associant aux recherches du groupe. Nos nombreuses discussions ont beaucoup contribué à la clarification des notions ainsi qu'à la présentation de mon mémoire. Qu'il reçoive l'expression de ma très grande reconnaissance.

Je remercie le CNES et le CNRS d'avoir financé ce projet, et plus précisément Amaury Larue de Tournemine, ingénieur au département thermique du CNES et responsable de ce travail pour le CNES, pour son écoute, sa disponibilité et ses nombreux conseils. Il a également suivi de très près mes recherches. Qu'il soit chaleureusement remercié pour son enthousiasme ainsi que sa bonne humeur.

Je remercie les membres du GDR TES dans son ensemble et adresse un merci plus particulier aux chercheurs du LET de l'ENSMA de Poitiers. Les discussions et confrontations ont toujours été intéressantes et m'ont permis de comprendre que le problème étudié est vaste et complexe.

Je remercie très sincèrement Monsieur François Esteban, ainsi qu'Olivier Chapuis, doctorant, pour leur soutien, leur gentillesse et leur aide dans la réalisation et le montage de mes expériences.

Merci à Sébastien Cazin pour l'initiation à la prise de vue et à l'utilisation du logiciel du traitement d'images.

Mes remerciements vont également aux membres du jury de thèse qui ont accepté de consacrer de leur temps à évaluer ce travail et qui m'ont fait l'honneur d'assister à ma soutenance.

Un grand merci à l'ensemble de l'équipe qui compose l'unité GEMP pour leur accueil et leur disponibilité tant au niveau scientifique, administratif et humain. Leurs compétences, leur disponibilité et la confiance qu'ils m'ont accordée et la simplicité dans nos rapports humains ont rendu le déroulement de cette thèse serein et particulièrement agréable. Je ne saurais trop les en remercier.

Enfin merci à ma famille et mes amis qui m'ont soutenue et encouragée durant ces années de thèse.

Résumé de la thèse

Dans ce travail, on s'intéresse à une situation de vaporisation en milieu poreux en relation avec l'analyse des transferts couplés de chaleur et de masse dans les mèches poreuses des évaporateurs des boucles diphasiques à pompage capillaire. Cette situation est caractérisée par la formation d'une poche de vapeur au sein de la mèche et par l'existence d'un front de vaporisation interne formé par des ménisques stables.

Dans un premier temps le problème de déplacement de ce front est analysé comme un problème de percolation en gradient dans lequel l'évolution du front résulte de la compétition entre une force stabilisante (viscosité) et une force déstabilisante (capillarité). On met en évidence qu'il est préférable d'éviter la situation où la croissance de la poche est dominée par la capillarité.

Dans un second temps, un modèle numérique mixte combinant les équations de transport macroscopiques et la gestion des effets capillaires selon une approche réseau de pores est établi. Le bien-fondé de cette modélisation est validé à l'aide d'une expérience permettant la visualisation de la poche vapeur. L'exploitation du modèle permet d'étudier les performances de l'évaporateur en fonction de nombreux paramètres. En particulier, nous montrons qu'il est intéressant d'installer un verrou capillaire (couche de pores plus petits bloquant l'extension en profondeur de la poche vapeur) et un verrou thermique (couche isolante limitant fortement le flux parasite) pour optimiser les performances.

Mots clés : Milieu poreux – Changement de phase –Évaporateur – Capillarité - Thermique

Abstract

In this thesis, we study the vaporisation of a liquid in a porous medium in relation with the analysis of coupled heat and mass transfers in the porous wick of loop heat pipe (LHP) capillary evaporators. This situation is characterised by the formation and the development of a vapour pocket within the porous medium and the existence of a vaporisation front formed by stable menisci.

First, the front displacement is analysed as a problem of invasion percolation in a gradient in which the vapour pocket development is controlled by the competition between a stabilizing force (related to viscous effects) and a destabilizing one (associated with capillary effects). The study indicates that situations where the vapour pocket growth is controlled by capillary effects only must be avoided for capillary digitations are likely to lead to the system depriming.

Then, a mixed numerical model combining heat and mass transfer volume-averaged governing equations and management of capillary effects according to a pore-network model is developed. The model validation is obtained by comparison with experimental visualizations of the vapour pocket in a physical model. Finally a sensitivity analysis is conducted and the evaporator performances are studied as functions of several parameters. In particular, we show that the performances are enhanced by using a capillary lock (porous layer made of small pores blocking the vapour pocket development towards the liquid supply) and a thermal lock (insulating layer limiting the parasitic flux).

Key words: Porous media – Phase change – Evaporator – capillarity - Thermic

Sommaire

INTRODUCTION.....		1
CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE		5
I.1	LE CONTROLE THERMIQUE	5
I.2	FONCTIONNEMENT D'UNE BOUCLE DIPHASIQUE A POMPAGE CAPILLAIRE.	9
I.2.1	Principe de fonctionnement.....	9
I.2.2	Limites de fonctionnement.....	11
I.3	BIBLIOGRAPHIE.....	12
I.3.1	Bibliographie sur les évaporateurs capillaires.....	13
I.3.2	Nucléation dans les poreux - limite d'ébullition.....	18
I.3.3	Conductivité thermique des mèches poreuses.....	21
I.3.4	Approche réseau.....	23
I.4	CONCLUSION.....	26
CHAPITRE II : SUR LA CROISSANCE D'UNE POCHE VAPEUR		27
II.1	PRINCIPE DE CETTE ETUDE	28
II.2	ALGORITHME DE CROISSANCE DE LA POCHE EN REGIME D'IPSG :	30
II.3	DIFFERENTS CAS ET EXPLOITATION DES RESULTATS.	31
II.3.1	Différents cas étudiés.....	31
II.3.2	Exploitation des résultats.....	33
II.4	RESULTATS	35
II.4.1	Cas 2D.....	35
II.4.2	Cas 3D.....	54
II.5	ESSAI DE SYNTHESE ET APPLICATIONS AUX EVAPORATEURS CAPILLAIRES	58
II.6	CONCLUSION.....	59
CHAPITRE III : MODELISATION MIXTE DES TRANSFERTS DE MASSE ET DE CHALEUR AVEC CHANGEMENT DE PHASE AU SEIN D'UN MILIEU POREUX.....		61
III.1	INTRODUCTION	61
III.2	MODELE MATHEMATIQUE	63
III.3	CONDITIONS AUX LIMITES	65
III.4	REMARQUES ET COMMENTAIRES.....	73
III.5	BILAN DE FLUX (NOTION DE FLUX PARASITE)	74
III.6	RENDEMENT DE L'EVAPORATEUR	76
III.7	CONDUCTANCE DE L'EVAPORATEUR.....	76
III.8	CONCLUSION.....	76
CHAPITRE IV : MECHE SATUREE DE LIQUIDE		79
IV.1	DEROULEMENT DU CALCUL	79
IV.2	CRITERE DE SURCHAUFFE ET APPARITION DE LA VAPEUR PAR NUCLEATION DANS LA MECHE	81
IV.3	APPARITION DE LA VAPEUR DANS LA MECHE POREUSE	83
IV.4	INFLUENCE DE LA CONDUCTIVITE THERMIQUE SUR LE FLUX DE NUCLEATION	85
IV.5	EVOLUTION DES PARAMETRES EN FONCTION DU FLUX DE CHALEUR	86
IV.6	PROFIL DE TEMPERATURE AU NIVEAU DU CONTACT BATI/MECHE.	89
IV.7	INFLUENCE DU SOUS-REFROIDISSEMENT	90
IV.8	CONCLUSION.....	91

CHAPITRE V : PRESENCE D'UNE POCHE VAPEUR DANS LA MECHE.....	93
V.1 DEROULEMENT DU CALCUL	93
V.1.1 Choix des liaisons à vidanger.....	95
V.1.2 Flux à imposer	100
V.2 DESCRIPTION PHENOMENOLOGIQUE DE L'EVOLUTION DE LA POCHE VAPEUR.	105
V.3 CONDUCTANCE	115
V.4 EVOLUTION SUR L'ENSEMBLE DE LA PLAGE DE FLUX ETUDIES	116
V.5 CONCLUSION.....	117
CHAPITRE VI : VALIDATION (ETUDE EXPERIMENTALE).....	119
VI.1 PRESENTATION GENERALE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL	119
VI.2 LE MICROMODELE	120
VI.3 DETERMINATION DES GRANDEURS CARACTERISTIQUES	123
VI.3.1 Mesure de la perméabilité	124
VI.3.2 Courbes de pression capillaire	125
VI.3.3 Répartition statistique des tailles des liaisons	127
VI.3.4 Calcul de la porosité.....	128
VI.4 LE PROTOCOLE EXPERIMENTAL.....	129
VI.4.1 Matériel à disposition.....	129
VI.4.2 Mise en œuvre des expériences.....	130
VI.4.3 Difficultés rencontrées.....	131
VI.5 RESULTATS ET ANALYSE	134
VI.5.1 Premier micromodèle	134
VI.5.2 Deuxième micromodèle.....	137
VI.5.3 Zoom sur les cannelures	139
VI.5.4 Comparaison de ces essais	140
VI.5.5 Améliorations envisagées	141
VI.6 COMPARAISON SIMULATIONS NUMERIQUES ET EXPERIMENTALES	142
VI.7 CONCLUSION.....	147
CHAPITRE VII : MECHEES HOMOGENES.....	149
VII.1 SENSIBILITE A LA CONDUCTIVITE THERMIQUE DE LA MECHE	150
VII.2 PERMEABILITES DIFFERENTES POUR UN DIAMETRE DE LIAISONS MOYEN DONNE.....	159
VII.3 INFLUENCE DE LA TAILLE MOYENNE DES LIAISONS.	161
VII.3.1 Même perméabilité pour tous les diamètres moyens	162
VII.3.2 Perméabilité variant avec le diamètre moyen des liaisons.....	166
VII.3.3 Influence de la loi de chutes de pression dans la boucle	170
VII.4 INFLUENCE DU DESORDRE.....	171
VII.5 INFLUENCE DE LA TAILLE DE L'AILETTE.....	174
VII.6 INFLUENCE DU SOUS REFROIDISSEMENT A L'ENTREE DE LA MECHE	178
VII.7 COMPARAISON DE LA POSITION DES CANNELURES	180
VII.8 CONCLUSION.....	183
CHAPITRE VIII : MECHEES BICOUCHEES.....	185
VIII.1 BICOUCHE DE CONDUCTIVITE THERMIQUE UNIFORME.....	186
VIII.1.1 Couche 1 : petites liaisons, couche 2 : grandes liaisons	188
VIII.1.2 Couche 1 : grandes liaisons, couche 2 : petites liaisons	200
VIII.2 BICOUCHE AVEC DES CONDUCTIVITES THERMIQUES DIFFERENTES.....	213
VIII.2.1 Couche 1 : isolante, couche 2 : conductrice	213
VIII.2.2 Couche 1 : conductrice, couche 2 : isolante.....	215
VIII.3 BICOUCHE AVEC DES CONDUCTIVITES THERMIQUES ET DES DIAMETRES DE PORES DIFFERENTS	220
VIII.3.1 Couche 1 : conductrice - petites liaisons, couche 2 : isolante - grosses liaisons	221
VIII.3.2 Couche 1 : conductrice - grosses liaisons, couche 2 : isolante - petites liaisons	224
VIII.4 CONCLUSION.....	227

CONCLUSION ET PERSPECTIVES	229
ANNEXE A SUR LA CROISSANCE D'UNE POCHE VAPEUR.....	233
ANNEXE B UNE REMARQUE SUR LA MODELISATION	239
ANNEXE C COURBES DE PRESSION CAPILLAIRE	241
ANNEXE D REPARTITION STATISTIQUE DE LA TAILLE DES LIAISONS	251
ANNEXE E PROPRIETES DU FLUORINERT	255
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	257

Nomenclature

c_p	chaleur calorifique à pression constante	$J\ kg^{-1}\ K^{-1}$
h_c	coefficient d'échange convectif	$W\ m^{-2}\ K^{-1}$
L	chaleur latente de vaporisation	$J\ kg^{-1}$
λ	conductivité thermique	$W\ m^{-1}\ K^{-1}$
\dot{m}	débit massique par surface	$kg\ m^{-2}\ s^{-1}$
q_m	débit massique	$kg\ s^{-1}$
P	pression	Pa
P_c	pression capillaire	Pa
r	rayon de liaisons	m
\varnothing_{moy}	diamètre moyen des liaisons	m
d	diamètre des billes	m
T	température	K
ΔT_{nucl}	degré de surchauffe admissible dans le poreux	K
ΔT_{max}	degré de surchauffe maximum sur le bâti	K
U	vitesse	$m\ s^{-1}$
K	perméabilité	m^2
L_p	profondeur de la poche de vapeur	m
L_z	profondeur du milieu poreux	m
L_x	longueur du milieu poreux	m
L_y	longueur de l'évaporateur	m
Re	nombre de Reynolds	
Pe	nombre de Peclet	
R	constante des gaz parfaits	$J\ kg^{-1}\ K^{-1}$
M	masse molaire du gaz	$g\ mol^{-1}$

Q	flux	W.m^{-2}
t	temps	s
H	hauteur	m
A	section	m^2
a	section	m^2
g	gravité	m.s^{-2}
$C_{\text{évap}}$	conductance à l'évaporateur	$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$

Lettres grecques :

σ	tension interfaciale	Pa m^{-1}
μ	viscosité dynamique	Pa s^{-1}
ρ	masse volumique	kg m^{-3}
ε	porosité	
η	rendement de l'évaporateur	

Indices :

a	bâti métallique
v	vapeur
ℓ	liquide
m	matrice poreuse
int	interface
sat	condition de saturation définie par la relation de Clausius-Clapeyron

Introduction générale

Les transferts avec changement de phase en milieu poreux se rencontrent dans un grand nombre d'applications comme le génie nucléaire (ébullition en masse en milieu poreux, solidification du corium), la récupération pétrolière (récupération par injection de gaz et vaporisation), le séchage, la géothermie, l'étanchéité ou encore le contrôle thermique des satellites.

C'est cette dernière application qui motive les travaux présentés dans ce travail. Plus exactement, nous nous intéressons à un dispositif de refroidissement par voie diphasique appelé LHP (Loop Heat Pipe) dont un des éléments clés, l'évaporateur, contient une mèche poreuse. Le principe de ces dispositifs est d'évacuer la chaleur produite par un système par vaporisation d'un liquide dans la zone chaude. Cette étape est suivie par le transfert du fluide en phase vapeur et par l'évacuation finale par recondensation du fluide caloporteur dans une zone froide. La mèche poreuse a notamment pour fonction la mise en circulation du liquide caloporteur par effet capillaire. Des détails sur ce type de dispositif sont présentés dans la suite du manuscrit. Dans le cadre des applications spatiales, les systèmes diphasiques à changement de phase liquide-vapeur sont de plus en plus utilisés en raison des exigences toujours croissantes du contrôle thermique en environnement spatial. Dans ce contexte, les boucles à pompage capillaire et notamment les LHP constituent une technologie particulièrement intéressante. Il mérite d'être noté au passage que, bien que développées et utilisées pour des applications spatiales, les LHP intéressent désormais d'autres secteurs, dont l'aéronautique et les transports terrestres (Journée SFT (2005)).

Même s'il s'agit d'une technologie qui a fait ses preuves et l'objet d'un grand nombre de travaux (mais souvent dans un contexte R et D), il reste en fait beaucoup à faire en termes de compréhension fine des transferts au sein de l'évaporateur, que ce soit en régime stationnaire comme en régime transitoire. De même, l'optimisation des performances via des conceptions améliorées de mèches poreuses ou plus généralement de l'évaporateur est une problématique largement ouverte, qu'une compréhension plus fine des transferts ne peut qu'aider à faire avancer.

Comme on le verra au premier chapitre, l'évaporateur n'est qu'un des éléments d'une LHP. Celle-ci comprend, en plus de l'évaporateur, au moins un condenseur, un réservoir et des tubes de connexion. Il existe en fait de nombreuses variantes dans la conception d'une LHP et de ses composants, ce qui explique que beaucoup d'études ont été effectuées à l'échelle système, c'est-à-dire à l'échelle de la boucle (cf. revue bibliographique du chapitre suivant). Pour notre part, nous nous intéressons uniquement à l'évaporateur capillaire et plus précisément à la modélisation des transferts couplés de chaleur et de masse avec changement de phase au sein d'une section de l'évaporateur incluant la mèche poreuse. En fait, nous nous limitons à une section bidimensionnelle de l'évaporateur. Nous nous concentrons sur les aspects génériques, c'est-à-dire communs en principe à toutes les LHP quel que soit leur conception, des transferts intervenants dans l'évaporateur. Il s'agit en particulier d'étudier l'influence de différents paramètres de transport (comme les propriétés de transport thermiques et hydrauliques de la mèche poreuse) ou de structure (emplacement des rainures vapeur, propriétés de structure de la mèche poreuse) sur les performances de l'évaporateur (conductance, rendement, flux parasite, limites de désamorçage (flux critique), etc.).

Il faut cependant noter que des simplifications ont été faites afin de faciliter les procédures de calcul. Nous tenterons de les identifier avec soin car elles correspondent souvent à autant de perspectives à ce travail. Parmi les plus importantes (outre la géométrie bidimensionnelle), nous nous limitons à des régimes stationnaires et nous ne prenons pas en compte les couplages avec le reste de la boucle (les conditions aux limites en pression et en température à l'entrée de la mèche poreuse seront indépendantes du flux de chaleur imposé). Ces éléments sont à garder à l'esprit car il est bien clair qu'une analyse plus précise demanderait de lever certaines de ces hypothèses, en particulier la dernière.

Le plan du mémoire est le suivant :

Après une revue bibliographique concernant les pompes capillaires, le rôle capital joué par l'évaporateur sera dégagé et les problèmes scientifiques associés à son fonctionnement précisés (Chapitre I). Ce chapitre sera donc l'occasion de présenter les objectifs de la thèse.

D'un point de vue fondamental, la distribution des phases liquide et vapeur au sein de la mèche poreuse résulte d'une compétition entre des effets stabilisants liés aux gradients de pression induits dans le fluide par effets visqueux et un effet déstabilisant lié à la capillarité (via la distribution des tailles de pores). Ceci justifie l'étude présentée au Chapitre II où la thermique est tout simplement ignorée et où l'on ne s'intéresse qu'aux effets de la

compétition entre une force stabilisante (mimant l'effet des forces visqueuses) et les forces capillaires sur la croissance d'une poche de vapeur dans la mèche poreuse en 2D comme en 3D (ce qui permettra, entre autres, de s'assurer que l'hypothèse 2D retenue pour le reste du travail n'est pas sans intérêt). Le lecteur intéressé uniquement par la problématique LHP pourra cependant sauter ce chapitre et se rendre directement au chapitre suivant.

Dans une deuxième partie (Chapitres III, IV et V), nous nous intéresserons à la simulation numérique des transferts au sein de l'élément d'évaporateur. La modélisation et les méthodes numériques utilisées et développées sont présentées au chapitre III. L'approche retenue est de type réseau de liaisons et est basée sur la simulation pore à pore des processus de changement de phase. L'outil de calcul mis au point est tout d'abord utilisé pour étudier la situation où la mèche est saturée partout en liquide, ce qui correspond à des flux de chaleur modérés par rapport au flux critique (limite de fonctionnement). Ceci fait l'objet du Chapitre IV. Le cas où une poche vapeur se développe au sein de la mèche poreuse est considéré dans le Chapitre V.

Le Chapitre VI sera consacré à une vérification expérimentale (assez encourageante bien qu'essentiellement qualitative) du bien-fondé de l'outil numérique mis au point à travers des visualisations de la structuration des phases liquide et vapeur au sein d'un élément poreux modèle.

Dans une dernière partie (Chapitre VII et VIII), nous étudierons numériquement et discuterons l'influence de différents paramètres sur le développement de la poche vapeur ainsi que sur les limites de fonctionnement de la boucle pour des mèches homogènes et hétérogènes.

Enfin il est important de signaler que ce travail a bénéficié du soutien du CNES et du CNRS, via notamment une bourse de docteur-ingénieur (BDI) cofinancée par le CNES et le CNRS et qu'il s'est déroulé dans le cadre du GDR « TES » (Thermique des Engins Spatiaux). Les discussions et présentations au sein du GDR ont contribué de façon notable à l'évolution de ce travail.

Chapitre I : Etude bibliographique

Afin de positionner notre étude, ce premier chapitre portera sur quelques éléments bibliographiques dont la première partie, qui concerne l'aspect contrôle thermique, est inspirée des thèses de Camassel (2003) et Figus (1996) et de l'HDR de Platel (2004).

Depuis le début du développement des boucles diphasiques à pompage capillaire, on s'est rendu compte que la séparation des phases liquide et vapeur rendait le système beaucoup plus instable et délicat à contrôler (par rapport à la technologie des caloducs). Aujourd'hui, un nombre important de tests sur Terre et en vol permettent de constater que le fonctionnement de ces boucles n'est pas toujours parfaitement maîtrisé dans tous les domaines de fonctionnement et que la manière dont elles fonctionnent est encore mal comprise, en particulier au niveau de l'évaporateur.

I.1 Le contrôle thermique

La température globale d'un satellite résulte de l'équilibre entre la dissipation des équipements, les flux rayonnés vers l'espace et les flux externes absorbés. L'environnement spatial d'un satellite en déplacement sur son orbite varie rapidement dans le temps et les surfaces peuvent passer brutalement d'une température inférieure à -100°C quand elles sont dans l'obscurité à une température supérieure à 180°C lorsqu'elles sont exposées au soleil.

La meilleure solution pour contrôler la température d'un satellite est de l'isoler thermiquement au maximum de son environnement extérieur et d'assurer, pendant toute la durée de la mission, les conditions de température qui garantissent le fonctionnement correct des systèmes embarqués. C'est le rôle dévolu au contrôle thermique, terme générique qui regroupe l'ensemble des dispositifs et des protocoles qui ont pour but de contrôler la température de tous les éléments de la charge utile et de la plate-forme. Ces objectifs sont multiples et complexes. Il doit être capable de s'adapter aux différentes phases de la mission (lancement, mise sur orbite, évolution sur l'orbite), aux modes de fonctionnement des équipements qui peuvent être de natures très variées (batteries, tubes à ondes progressives,

caméra,...) ainsi qu'à leurs différents types d'activité (stockage, démarrage, fonctionnement normal, état de survie).

Pour des raisons opérationnelles, les satellites ont besoin de maintenir leurs équipements de bord dans des gammes de températures relativement étroites et donc, d'évacuer, vers l'espace froid, les calories générées par ceux-ci.

L'accroissement permanent des capacités des satellites conduit à augmenter tout particulièrement les puissances installées, donc les puissances dissipées et finalement les distances de transport des calories. Il devient donc nécessaire de transporter des puissances importantes sur de grandes distances avec de faibles différences de température entre les deux extrémités du satellite et, éventuellement, avec une capacité de régulation.

Pour répondre à ce problème, l'utilisation de boucles fluides (monophasiques ou diphasiques) s'est développée. On recense actuellement plusieurs concepts :

- Les boucles monophasiques à pompage mécanique,
- Les boucles diphasiques à pompes mécaniques,
- Les boucles diphasiques à pompage capillaire (de type CPL ou LHP),
- Les caloducs.

Comme indiqué dans l'introduction, outre le domaine spatial (régulation thermique des satellites et des véhicules de rentrée (avion spatial, capsule)), ces différents concepts sont exploités dans diverses applications terrestres mettant en jeu le génie thermique.

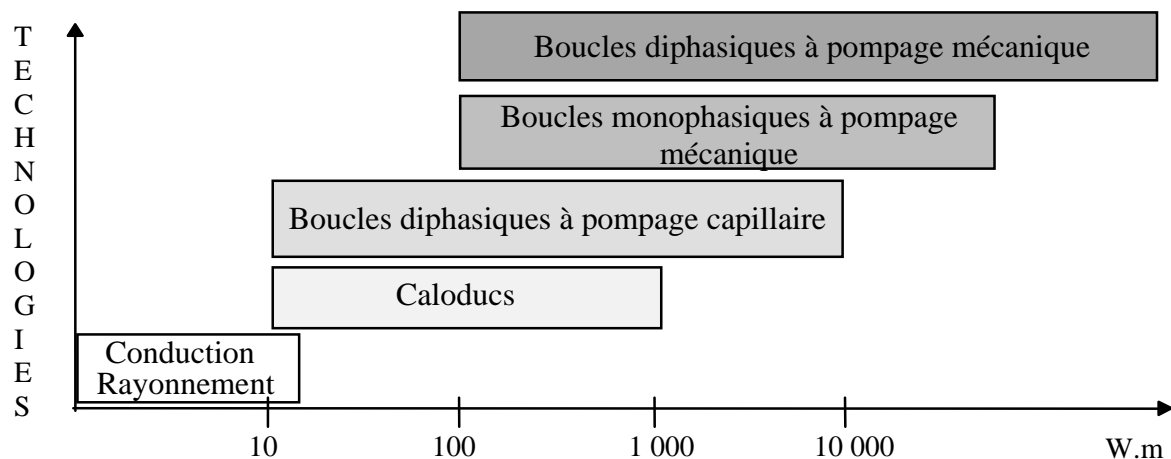


Figure I- 1 : Capacité de transports des différentes technologies utilisées par le contrôle thermique (CNES)

Les différentes technologies de boucles fluides évoquées ont des performances très étalées avec cependant un domaine de fonctionnement privilégié pour les boucles diphasiques à pompage capillaire car il correspond aux faibles et moyennes puissances.

Dans une boucle monophasique, le fluide reste à l'état liquide dans toute la boucle, et l'énergie est essentiellement transportée par la chaleur sensible du liquide. Dans la boucle diphasique à pompage mécanique, c'est la chaleur latente de changement de phase qui absorbe l'énergie au niveau de la source chaude. Dans ces deux boucles, le fluide est mis en mouvement par l'intermédiaire d'une pompe mécanique. Cette pompe mécanique présente de nombreux inconvénients dans le domaine spatial. Elle augmente la masse, l'encombrement et la complexité des systèmes, elle aggrave les risques de pannes (usure des pièces mécaniques en mouvement) et elle génère des vibrations.

Dans les caloducs, dans la zone chauffée (appelée évaporateur) le liquide s'évapore et la vapeur vient se condenser dans la zone refroidie (appelée condenseur). Ce condensat retourne vers l'évaporateur grâce à l'effet de la capillarité dû au milieu poreux (ou aux fines rainures) qui tapisse la paroi intérieure du caloduc (la vapeur et le liquide qui sont toujours en contact circulent dans des directions opposées). Cette structure capillaire, appelée mèche, résulte d'un compromis entre la nécessité d'avoir des ménisques dont le rayon est le plus faible possible, pour obtenir un saut de pression capillaire important, et des capillaires de grande taille pour limiter les pertes de pression que subit le liquide lorsqu'il se déplace dans la mèche. Cet antagonisme disparaît lorsque le liquide et la vapeur circulent dans des conduites séparées qui forment une boucle fermée par un condenseur et un évaporateur. Ceci conduit aux concepts de la pompe thermocapillaire (CPL) imaginée par l'américain Francis J. Stenger au début des années 1960 et de la LHP due aux russes dans les années 1970.

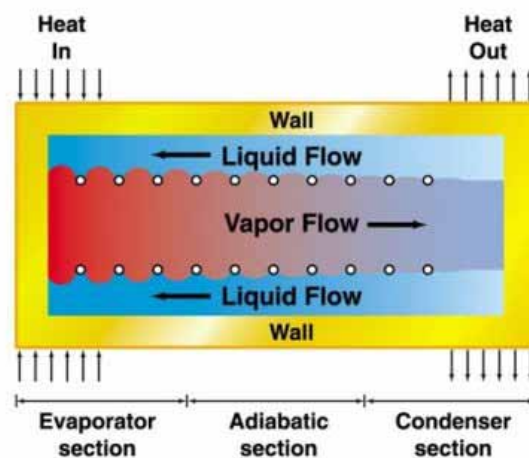


Figure I- 2 : Fonctionnement d'un caloduc

Dans les boucles à pompage capillaire (CPL) et dans les LHP, c'est la succion capillaire de la mèche poreuse (évaporateur) qui conditionne le fonctionnement. La différence essentielle entre LHP et CPL réside dans le réservoir de contrôle, qui fait partie intégrante de l'évaporateur dans le cas des LHP, et qui en est dissocié dans le cas des CPL.

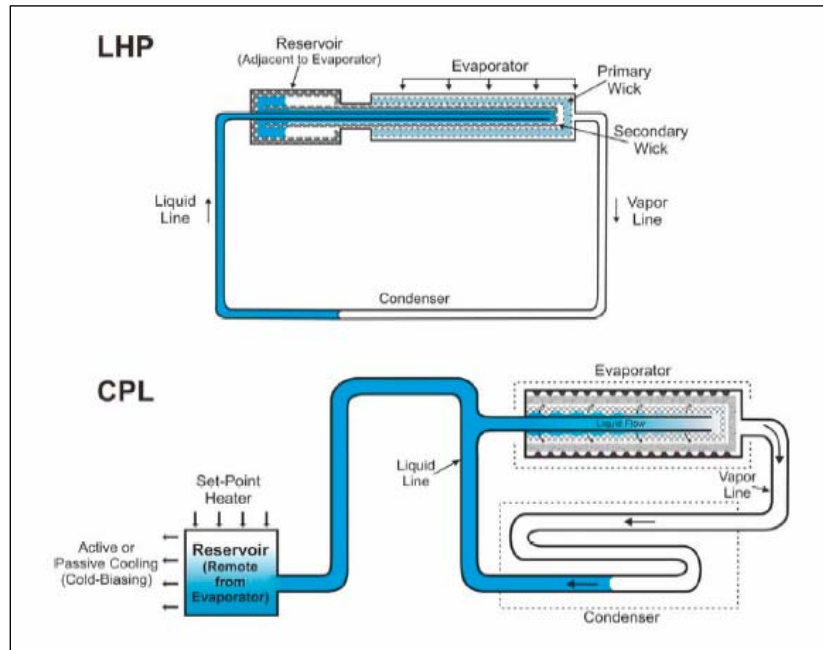


Figure I- 3 : Différence entre CPL et LHP

Les systèmes basés sur la mise en œuvre des forces capillaires pour la mise en mouvement du fluide présentent beaucoup d'avantages dont :

- Une capacité de régulation en température de l'ensemble des équipements couplés à la boucle, à quelques degrés près, et ce, quelque soit la charge thermique appliquée,
- L'absence de pièces mécaniques,
- Une capacité de transfert thermique au niveau des évaporateurs allant jusqu'à une densité de puissance élevée,
- Une très faible consommation d'énergie.

I.2 Fonctionnement d'une boucle diphasique à pompage capillaire.

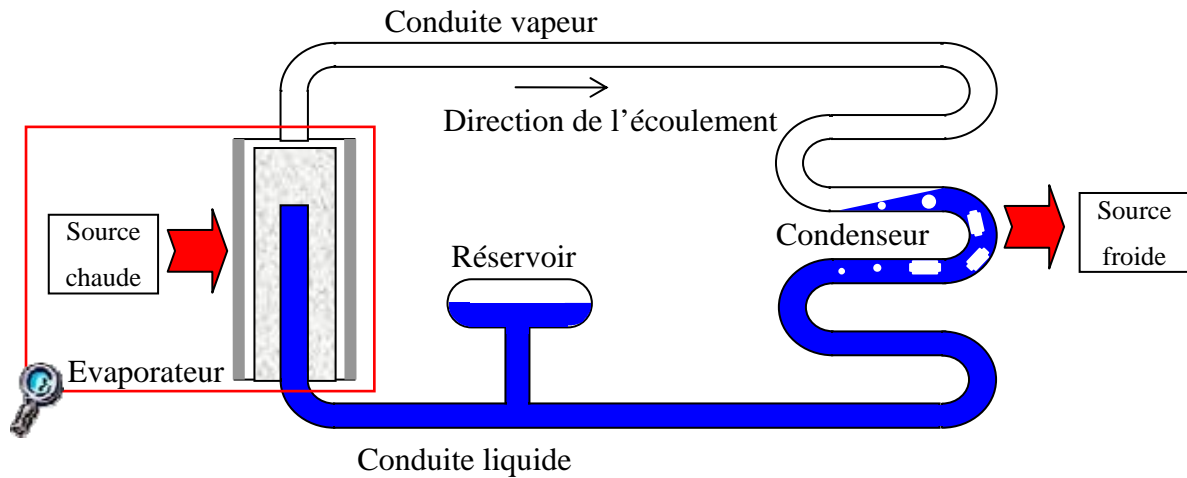


Figure I- 4 : Boucle diphasique à pompage capillaire (type CPL)

I.2.1 Principe de fonctionnement

Les boucles fluides diphasiques à pompage capillaire sont des dispositifs qui utilisent la circulation d'un fluide et les propriétés des changements d'état pour transférer d'importantes quantités de chaleur sur des distances de quelques mètres.

La chaleur en provenance d'une source chaude à dissiper est transférée, par conduction, à travers les parois de l'évaporateur jusqu'à la surface de la mèche où elle provoque la vaporisation du liquide. Cette vapeur produite au sein de l'évaporateur est collectée par une série de cannelures creusées dans la paroi de l'évaporateur puis ensuite propulsée vers le condenseur où elle se liquéfie en restituant la chaleur absorbée lors de la vaporisation. Après liquéfaction totale, le fluide sous refroidi revient vers l'entrée de l'évaporateur par une conduite adiabatique. En raison du faible diamètre des pores la transition liquide-vapeur à la surface de la mèche se présente sous forme de ménisques créant un saut de pression entre les phases liquide et vapeur. Ce saut de pression $P_v - P_\ell = P_c$ (avec $P_v > P_\ell$) est appelé pression capillaire et constitue la pression motrice de la boucle qui assure la mise en circulation du fluide dans la boucle.

Le rôle principal du réservoir de contrôle est de fixer la température et la pression moyenne de fonctionnement de l'évaporateur. Celui-ci permet aussi de contrôler les variations

de pression dans la boucle diphasique, d'assurer le réamorçage des évaporateurs et de compenser les microfuites.

L'évaporateur capillaire est donc un élément clé de ce dispositif, car il permet de transmettre la chaleur provenant de la source chaude au liquide d'une part, mais surtout il assure le rôle de pompe. En effet la mèche poreuse qui le constitue met en mouvement le liquide par capillarité. En régime de fonctionnement permanent, les ménisques s'ajustent automatiquement pour que le saut de pression capillaire P_c compense exactement les pertes de pression occasionnées par l'écoulement du fluide dans les différents éléments de la boucle, conformément à la relation suivante :

$$P_c = \Delta P_{\text{boucle}} = \sum \Delta P_{\text{éléments}}$$

avec $\Delta P_{\text{éléments}}$ les pertes de pression de chaque élément de la boucle : cannelures, conduite vapeur, condenseur, conduite liquide, mèche poreuse.

Cet ajustement des ménisques est un des avantages des boucles diphasiques capillaires sur les boucles mécaniques. Il n'y a donc nul besoin d'organes de contrôle et de régulation pour ajuster le débit du fluide à la charge thermique.

Il existe plusieurs types d'évaporateur, mais ceux que l'on rencontre le plus souvent, sont les évaporateurs cylindriques.

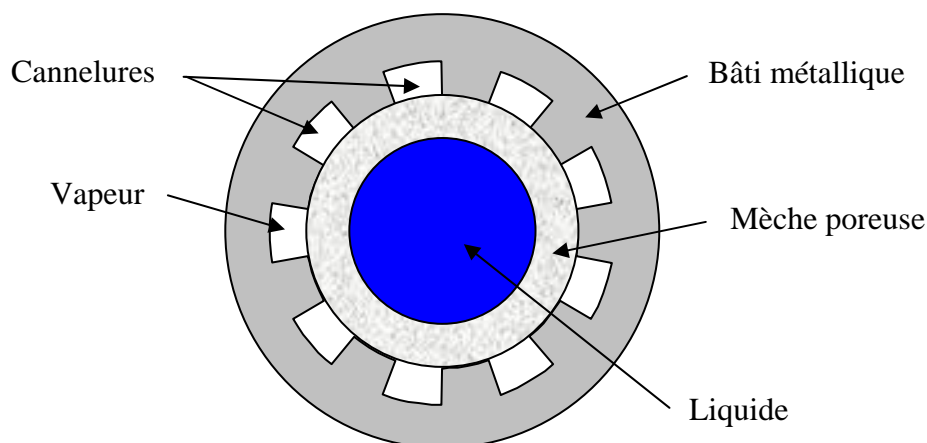


Figure I- 5 : Coupe d'un évaporateur cylindrique

I.2.2 Limites de fonctionnement

Les limites de fonctionnement sont évidemment atteintes lorsque la vapeur traverse la mèche jusqu'à la face d'alimentation en liquide, ou bien lorsqu'elle se forme dans la conduite d'alimentation liquide ainsi que lorsque le bâti métallique atteint une surchauffe maximale limite.

En effet, si $P_c < \Delta P_{\text{boucle}}$ le pompage capillaire ne remplit plus son rôle et le liquide ne rejoint plus la zone d'évaporation pour compenser le départ de vapeur. Pour absorber de l'énergie le front d'évaporation descend progressivement dans la mèche poreuse, et petit à petit l'assèche, aboutissant à un désamorçage de la boucle. Ce type de désamorçage est dangereux, car il peut endommager l'évaporateur. En effet, la puissance est transmise par conduction à travers la vapeur et le milieu poreux jusqu'au front d'évaporation. Or trop chauffer le milieu poreux peut avoir pour conséquence de le détériorer irréversiblement.

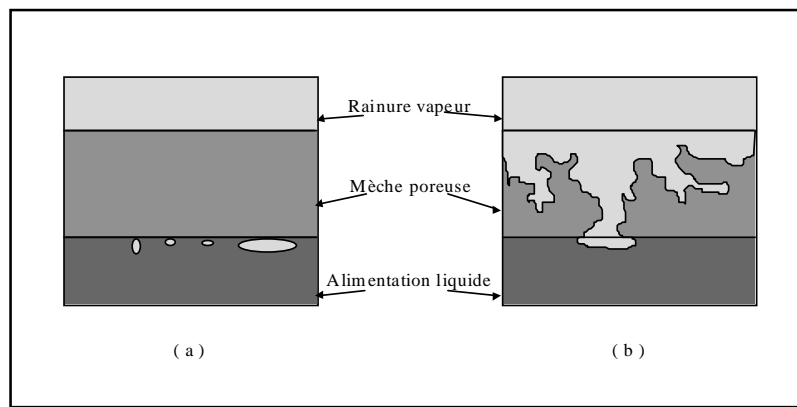


Figure I- 6 : Désamorçage de la mèche

Ceci montre bien le rôle capital que joue l'évaporateur dans le fonctionnement des boucles capillaires. De ce point de vue, la maîtrise des conditions de désamorçage paraît donc tout à fait essentielle.

Il peut exister encore d'autres limites de fonctionnement (d'ébullition (cf. § I.3.2), sonique et visqueuse (voir ci-dessous Figure I-7), de sous refroidissement, etc, (cf. Faghri (1995), Muraoka et al. (2001)). Dans le cadre de ce travail, on ne s'intéressera, comme indiqué plus haut, qu'aux limites capillaire (assèchement de la mèche) et de surchauffe (température excessive du bâti métallique), qui sont les plus intéressantes à caractériser dans notre cas, (Kaya et Goldak (2006)).

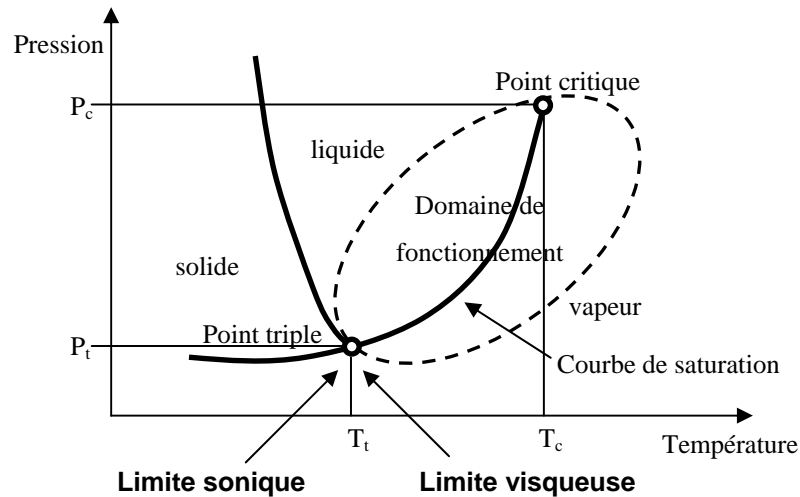


Figure I- 7 : Domaine de fonctionnement d'une boucle diphasique

Le domaine de fonctionnement possible d'une boucle fluide est compris entre la température au point triple et la température au point critique de son fluide caloporteur. Toutefois, en pratique, la plage de température utilisable est plus restreinte car les caractéristiques thermophysiques des fluides se dégradent fortement lorsqu'on s'approche des points extrêmes. On voit alors apparaître au niveau du point triple ces deux types de limites de fonctionnement.

I.3 Bibliographie

Comme indiqué dans l'introduction il existe une bibliographie conséquente à l'échelle système. Etant donné le point de vue adopté dans ce travail, c'est-à-dire résolument à l'échelle d'un élément d'évaporateur, nous ne considérerons dans cet aperçu bibliographique que les travaux d'un intérêt direct pour notre étude, c'est-à-dire concernant l'évaporateur et s'inscrivant dans une problématique proche de la notre (point de vue local sur les transferts couplés dans la mèche, etc.). Le lecteur intéressé par un point de vue plus large pourra se référer par exemple aux éléments bibliographiques présentés dans Platel (1991), Maidanik et al. (1994), Fudym (1994), Faghri (1995), Pouzet (1996), Le Friec (1996), Figus (1996), Ku (1999), Platel (2004) et Maidanik (2005).

I.3.1 Bibliographie sur les évaporateurs capillaires

Les travaux portant sur l'analyse détaillée des transferts au sein d'un évaporateur capillaire ne sont pas encore très nombreux. Par analyse détaillée, nous faisons référence aux travaux s'appuyant directement sur les équations locales rendant compte des transferts en milieu poreux et non à des approches nodales par exemple dans lesquelles les transferts sont modélisés de façon simplifiée (mais qui permettent alors des études à l'échelle de l'évaporateur complet, voire de la boucle).

Les premières analyses théoriques et numériques des transferts de chaleur et de masse dans un évaporateur cylindrique semblent être l'œuvre de Cao et Faghri (1994).

Utilisant un modèle tri-dimensionnel, et supposant que la mèche poreuse reste saturée par la phase liquide, ces auteurs se livrent tout d'abord à une analyse phénoménologique et suggèrent que l'ébullition sur l'interface de la mèche peut limiter le fonctionnement de l'évaporateur en détruisant les ménisques. D'autre part, en raison de la forte chaleur latente des fluides utilisés (ammoniac, fréon), ils constatent que les débits massiques de vapeur dans les cannelures sont faibles et de ce fait, que la pression peut y être considérée comme uniforme. En conclusion un modèle bidimensionnel est retenu pour étudier les conditions de fonctionnement d'un évaporateur capillaire.

Le problème du développement d'une zone de vapeur au sein d'une mèche d'évaporateur a été traité de façon numérique par Demidov et Yatsenko (1994). Contrairement à Cao et Faghri (1994), ils modélisent les transferts de chaleur sur l'interface de la mèche par l'utilisation d'un coefficient de transfert constant. Ils analysent de surcroît l'influence d'un ménisque situé entre le bord de fuite de l'ailette et la mèche.

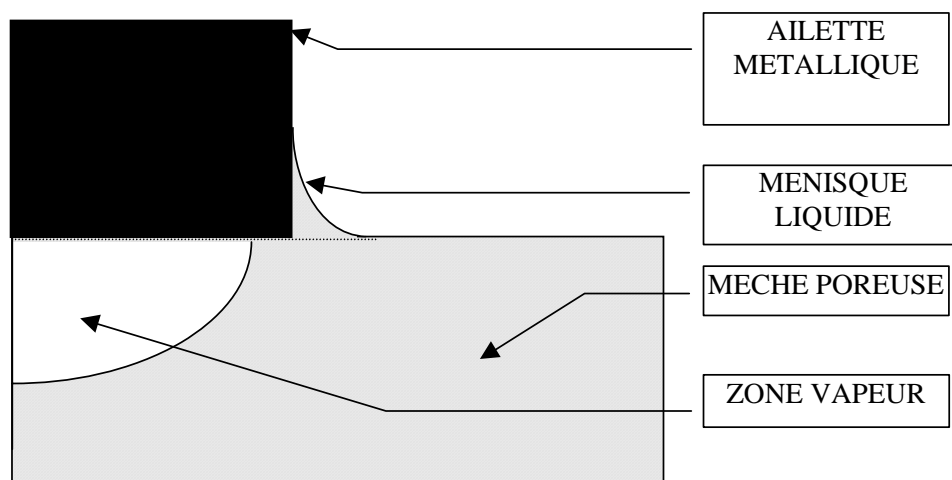


Figure I- 8 : Configuration de fonctionnement selon Demidov et Yatsenko (1994)

L'analyse de ces auteurs est basée sur l'hypothèse qu'une zone de vapeur existe sous l'ailette métallique; cette zone, en se développant au fur et à mesure que la puissance à dissiper augmente, affecte le fonctionnement de l'évaporateur en modifiant les transferts thermiques. Lorsque celle-ci enveloppe complètement l'ailette et communique avec la rainure, l'intensité de l'évaporation se met à décroître. Ce résultat confère donc un rôle important au ménisque supposé exister entre le bord de fuite de l'ailette et la mèche. Il est à noter également que ces auteurs supposent une interface infiniment mince et lisse entre la zone liquide et la zone vapeur. La modélisation est basée sur les équations classiques des transferts en milieu poreux (échelle de Darcy).

Le Fric (1996) dans l'étude expérimentale d'un évaporateur capillaire transparent a effectivement remarqué que pour de faibles densités de puissances un « coin » liquide pouvait exister au niveau de l'ailette. Celui-ci s'interroge cependant sur le rôle de ce ménisque dans le fonctionnement et les mécanismes de transfert au sein de l'évaporateur. En dépit de son intérêt scientifique et technique, cette question ne sera pas abordée ici.

Figus (1996) a étudié un élément modèle d'évaporateur capillaire 2D, à l'aide d'une étude numérique basée sur une approche discrète du milieu poreux, également appelée modèle réseau (voir aussi Figus *et al.* (1999)). Il a comparé l'approche discrète à une approche continue plus classique (basée sur une hypothèse de front mince de vaporisation, c'est à dire sans zone diphasique entre la zone vapeur et la zone saturée en liquide). Il montre que les deux approches conduisent à des résultats identiques dans la limite d'une distribution extrêmement étroite de tailles de pores.

En accord avec Demidov et Yatsenko (1994), ses simulations prédisent l'existence d'une poche de vapeur sous l'ailette, une fois le régime stationnaire atteint. Il a ensuite étudié l'influence de l'augmentation de la densité de flux thermique appliquée à l'élément modèle d'évaporateur capillaire sur un certain nombre de paramètres. Le premier résultat concerne les zones liquide et vapeur. Il constate que la zone de vapeur se développe au fur et à mesure que la densité de flux sur l'ailette augmente.

Ces résultats indiquent également que l'augmentation de la densité de flux appliquée sur l'ailette a une conséquence directe sur la poche de vapeur, ils montrent que plus on chauffe plus elle s'enfonce dans la mèche poreuse, et plus sa taille est importante. Les figures I-9 et I-10 illustrent l'influence de la charge thermique sur le champ de température et la forme de la zone vapeur.

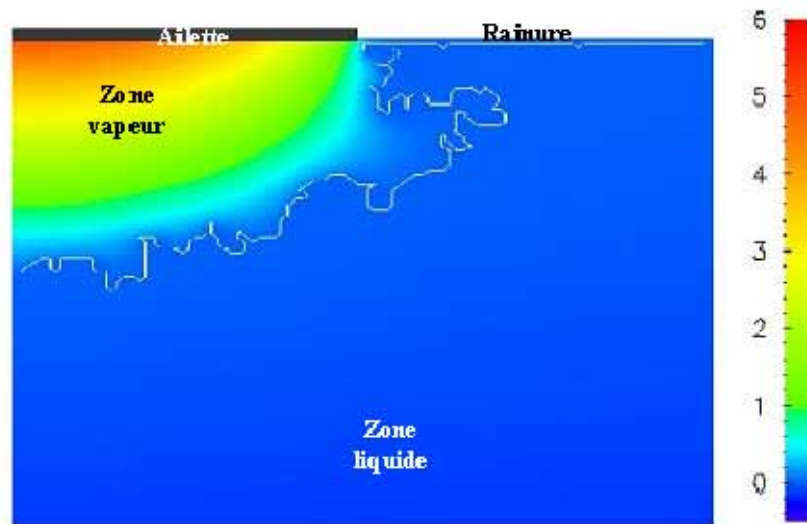


Figure I- 9 : Champ de température dans la mèche – Charge thermique = 30 000 W/m²,
d'après Figus (1996)

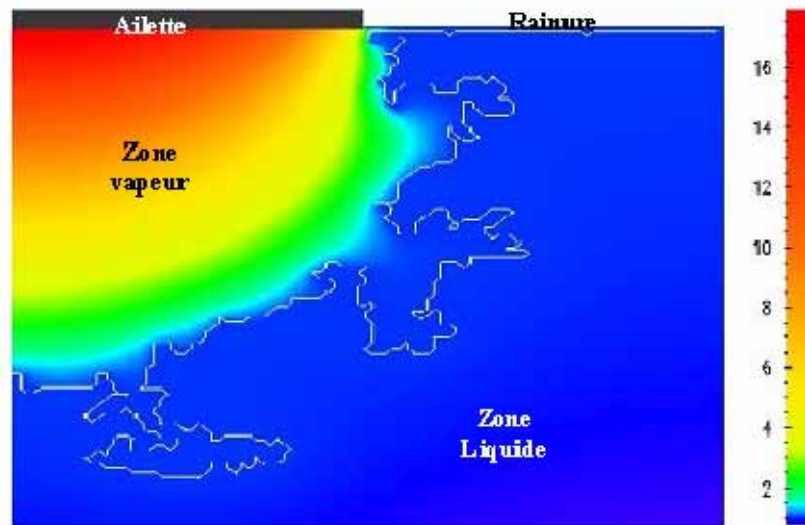


Figure I- 10 : Champ de température dans la mèche – Charge thermique = 90 000 W/m²,
d'après Figus (1996)

Dans ces représentations, le contour blanc représente l'interface liquide/vapeur, on voit donc que la taille de la zone de vapeur augmente avec la charge thermique.

Cette situation peut conduire à un désamorçage de la mèche, c'est à dire que pour des densités de flux de chaleur très importantes, de l'ordre de $200\,000\text{ W/m}^2$, la vapeur ne cesse d'envahir la mèche poreuse, car la limite capillaire de l'évaporateur étant atteinte, il n'existe plus de liaisons suffisamment petites pour stabiliser l'interface de vaporisation, compte tenu des pertes de charge dans la boucle.

Il a également montré l'influence du désordre du milieu poreux sur la zone de vapeur. En effet, il indique que la zone de vapeur grandit avec le désordre (c'est-à-dire l'étendue de la distribution des tailles de pores) et que la forme de l'interface liquide/vapeur est d'autant plus complexe que le désordre du milieu poreux est grand.

Il a aussi étudié analytiquement l'influence d'un petit espace entre le bâti métallique et la mèche poreuse qui permet donc d'améliorer l'efficacité de l'évaporateur. L'argument principal étant qu'un faible espace suffit pour assurer l'écoulement de la vapeur vers les cannelures et, limiter ainsi, de façon sensible, le développement et l'extension de l'aire de la poche vapeur présente sous l'ailette (donc de diminuer la surchauffe de la vapeur).

Il n'est cependant pas facile, d'un point de vue pratique, d'ajuster l'espacement entre la mèche et l'ailette correspondant exactement à l'efficacité optimale de la boucle.

Yan et Ochterbeck (2003) présentent des simulations en régime stationnaire basées sur le modèle de mélange à deux fluides de Wang et Beckermann (1993). Contrairement aux travaux précédents, ceux-ci s'intéressent à une section longitudinale (et non transversale) de l'évaporateur. Même si on peut s'interroger sur le bien fondé de l'approche de Wang et Beckermann dans un tel contexte, le résultat le plus intéressant de l'étude est de montrer l'existence d'un flux critique minimum (en accord qualitatif avec l'expérience) en dessous duquel il est possible d'avoir ébullition dans le canal d'alimentation du liquide sous la mèche poreuse.

Très récemment, Kaya et Goldak (2006) ont effectué des simulations dans une section transversale suivant une approche similaire à celle continue proposée par Figus (1996) ou Demidov et Yatsenko (1994) (front mince). Le problème est traité en coordonnées polaires, mieux adaptées à un évaporateur cylindrique. Un des aspects intéressants est que le modèle est couplé à un modèle de boucle (couplage dans le sens boucle – calcul 2D uniquement, pas de feed-back des résultats du modèle 2D de l'évaporateur sur le modèle de boucle). Le résultat le plus intéressant de ce travail concerne la validité de l'hypothèse de l'existence

d'une poche vapeur dans la mèche par opposition à l'hypothèse d'une vaporisation « explosive » postulée par d'autres auteurs. Ce point fait référence aux théories de nucléation (cf § I.3.2).

Il est intéressant de noter également que tous ces travaux sont effectués en 2D à l'exception du travail de Cao et Faghri (1994) où les simulations sont effectuées en 3D mais pour une mèche complètement saturée uniquement.

Tous les travaux cités jusqu'ici portent sur des régimes stationnaires. Toutefois, un des problèmes majeurs rencontrés sur les boucles diphasiques à pompage capillaire est le démarrage. En effet le démarrage des CPL est une des étapes de fonctionnement la plus critique, et également une des moins bien comprises. Au début, l'ébullition a lieu dans les rainures et à l'interface mèche/ailette. Un aspect critique est la façon dont la vapeur déplace le liquide, qui initialement sature les rainures, entre l'évaporateur et la conduite reliant l'évaporateur au condenseur.

En 1995, J. Ku montre que les démarrages des CPL peuvent être classés en deux grands types. Il y a les démarrages réussis, ou les démarrages aboutissant en général à un désamorçage du dispositif. Ces deux types de démarrage ont également été observés par Le Fric sur des évaporateurs plans fonctionnant à l'eau. Dans le premier cas, on remarque que la pression du système augmente linéairement alors que le deuxième cas se caractérise par une augmentation brutale de la pression et par une baisse importante de la température du corps métallique. Ces difficultés sont clairement liées à la présence de liquide dans les cannelures au moment du démarrage. Toutes les expériences réalisées à partir de cannelures remplies de vapeur ont correctement démarré, suivant une évolution correspondant au premier cas.

La présence d'un espacement entre le bâti métallique et la mèche poreuse aura un effet direct sur les caractéristiques du démarrage de la boucle.

Dupont (2003) a constaté dans ces expériences mettant en jeu un évaporateur plan que la surchauffe d'ébullition dépend du confinement et de la densité de flux de chaleur appliquée. A l'instar de ce qu'avait énoncé J. Ku, il a mis en évidence deux types de déclenchement, l'un progressif et l'autre violent. Quand l'espace entre le bâti métallique et la mèche est très petit la surchauffe diminue et l'ébullition commence doucement dans la mèche et se fait progressivement. Quand l'espace est plus large, le déclenchement de l'ébullition se fait

violemment au niveau de la surface du bâti métallique et correspond à des surchauffes très élevées. Ceci peut amener à une augmentation brutale de la pression et éventuellement à une déprime du système. Bien que pouvant être important d'un point de vue pratique, ce problème de démarrage ne sera abordé que de façon très indirecte dans notre étude, l'accent étant mis en priorité sur les régimes stationnaires.

I.3.2 Nucléation dans les poreux - limite d'ébullition

Les résultats de chercheurs américains de la N.A.S.A., entre autres, indiquent que la dynamique de croissance des premières bulles au sein de l'évaporateur conditionne la fiabilité de fonctionnement des pompes capillaires, et les risques de désamorçages ultérieurs.

Lorsque les sites de nucléation ont été activés, la compréhension du comportement ultérieur du système passe par la compréhension de la dynamique de croissance de la phase vapeur qui doit vaincre l'inertie du liquide contenu dans la boucle.

L'aspect nucléation est en effet très important pour prédire les performances de l'évaporateur. En pratique, il va se réduire pour nous au choix d'un certain niveau de surchauffe (écart en K par rapport à la température de saturation) à partir duquel on admet qu'il y a apparition et développement de la zone de vapeur dans le poreux. Cet écart sera pris de quelques K, typiquement 3 K, conformément aux valeurs classiquement considérées dans la littérature, i.e. Kaya et Goldak (2006). Dans notre approche, on peut voir ce niveau de surchauffe comme un paramètre du modèle. Il serait cependant intéressant de disposer d'une théorie permettant de prédire ce niveau de surchauffe en fonction des propriétés du poreux (rugosités, taille des pores) et de celles du fluide considéré. C'est le but de la théorie de la nucléation dont nous rappelons quelques éléments ci-dessous tirés de l'article de Mishkinis et Ochterbeck (2003), qui est plus spécialement dédié au cas des poreux et plus précisément à la détermination de la limite d'ébullition (puissance appliquée à partir de laquelle il y a apparition éventuellement explosive (= très rapide) de bulles dans le poreux et donc rupture du pompage capillaire).

L'équation classique pour déterminer la surchauffe nécessaire à l'ébullition est donnée par :

$$\Delta T_{\text{nuc}} = \frac{2\sigma T_{\text{sat}}(P_v)}{h_{lv}\rho_v} \left(\frac{1}{r_n} - \frac{1}{r} \right) \quad (\text{I-1})$$

où r_n est le rayon de nucléation de la bulle de vapeur et r un rayon de pore.

Cette approche classique fait intervenir un rayon de nucléation r_n de la bulle de vapeur qu'il convient de déterminer en principe pour chaque liquide et structure capillaire considéré par des expériences spécifiques. Peterson (1994) et Chi (1976) suggèrent d'utiliser, pour estimer la limite d'ébullition, des valeurs de r_n dans une gamme comprise entre $2,54 \cdot 10^{-7}$ et $2,54 \cdot 10^{-5}$ m. Cette gamme est très large. De plus, ces valeurs sont du même ordre que celles des rayons de pores rencontrés dans les mèches. A titre d'exemple, la Figure I-11 montre les résultats que l'on obtient à partir de l'Equation (I-1) pour de l'ammoniac.

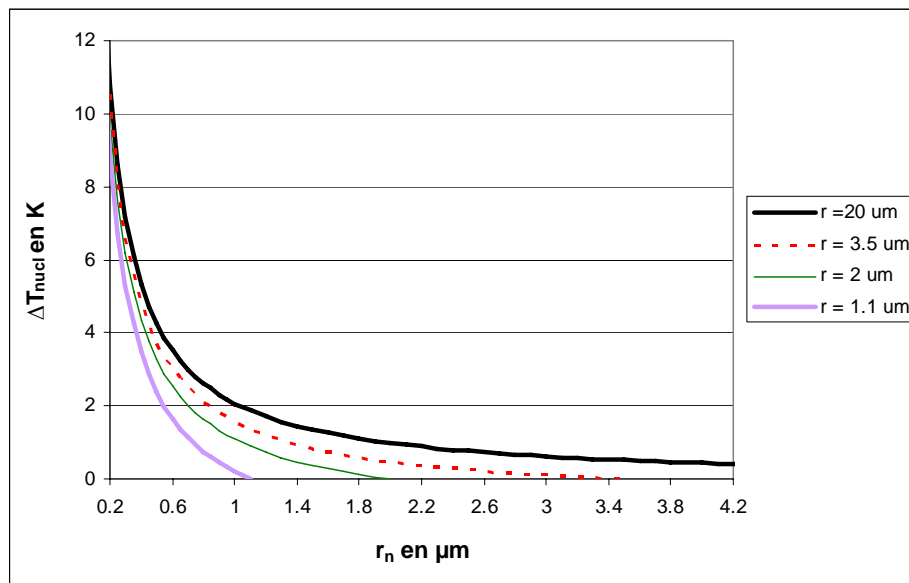


Figure I- 11 : Surchauffe en fonction du rayon du site de nucléation pour différents rayons de pore pour de l'ammoniac (Equation (I-1))

Des changements insignifiants du rayon de nucléation r_n amènent à une variation importante de température de surchauffe. Ceci a conduit Mishkinis et Ochterbeck (2003) à postuler que la théorie classique ne s'appliquait pas dans les cas des mèches de LHP dont les pores sont de taille comparable au rayon de nucléation et qu'il était préférable d'utiliser plutôt la théorie de Kwak et Panton (1985), qui ne fait pas intervenir de rayon de bulle. Kaya et Goldak (2006) ont suivi la même démarche que Mishkinis et Ochterbeck (2003) en s'appuyant sur la théorie de Kwak et Panton (1985) et ont calculé les niveaux de surchauffe nécessaire à l'apparition de l'ébullition dans une mèche poreuse saturée en ammoniac en supposant un fluide parfaitement dégazé et un très bon contact entre la mèche et l'ailette métallique. Ils obtiennent ainsi des niveaux de surchauffe de l'ordre de 70 K, très supérieurs à ceux prédits par la théorie classique. Cependant les valeurs de puissance à imposer

correspondant à ce niveau de surchauffe (flux limite d'ébullition) sont significativement inférieures aux valeurs de puissance maximale mesurées que l'on peut appliquer à la LHP considérée dans leur étude (700 W contre 400 W). Leur conclusion est que cette limite d'ébullition n'est pas atteinte en pratique, les limites de fonctionnement capillaire ou de surchauffe (température excessive du bâti) étant alors les deux principales limites de fonctionnement des boucles.

Leur conclusion est en fait cohérente avec le scénario de développement d'une poche vapeur sous l'ailette initialement proposé par Demidov et Yatsenko (1994) et Figus (1996). Ce scénario, en accord avec le modèle classique, est basé sur la suggestion que les centres de nucléation sont des cavités microscopiques comprenant du gaz non condensable, qui se situent dans l'espace compris entre la mèche capillaire et le bâti métallique. La présence de ces cavités peut entraîner l'apparition de la vapeur pour de petits niveaux de surchauffe.

Ceci peut être mis en relation avec l'étude de Dupont (2003) caractérisant le déclenchement et l'établissement de l'ébullition dans un espace confiné horizontal chauffé par le haut. Les critères d'apparition de la première bulle sont déterminés en fonction de l'état de surface des deux parois (en particulier en présence d'un milieu poreux), de la valeur du confinement (allant de 0 à 200 μm) et de la densité de flux de chaleur. Par ailleurs, l'influence de la densité de flux de chaleur en tant que paramètre de contrôle sur le déclenchement de l'ébullition, mise en évidence expérimentalement, va à l'encontre des différentes théories de la nucléation, et n'est pas encore expliquée. Des travaux expérimentaux ont montré que lorsque le contact entre la mèche et le bâti n'est pas parfait, il y a génération de bulles de vapeur. Dans ce cas la surchauffe reste faible, alors que pour un contact parfait la surchauffe devient très importante pour avoir apparition de bulles.

Pour être plus complet, on peut également noter que certains auteurs (par exemple Kiseev *et al.* (1995)), calculent la surchauffe en négligeant le terme en $1/r_n$ dans l'Equation (I-1), soit :

$$\Delta T_{\text{nucl}} = \frac{2\sigma T_{\text{sat}}(P_v)}{h_{lv}\rho_v} \left(\frac{1}{r}\right) \quad (\text{I-2})$$

La surchauffe dans le milieu poreux dépend donc dans ce cas seulement du diamètre des pores.

En résumé, nous considérons avec Kaya et Goldak (2006) que la limite d'ébullition n'est pas à considérer comme limite de fonctionnement d'une LHP. Nous admettrons que la vapeur apparaît sous l'ailette pour un niveau de surchauffe modéré (de l'ordre de quelques K) et qu'il n'y a pas destruction des ménisques par ébullition ou formation de bulles sous les ménisques mais formation d'une poche vapeur macroscopique (en accord avec l'hypothèse de Demidov et Yatsenko (1994) et Figus (1996)).

I.3.3 Conductivité thermique des mèches poreuses

La conductivité thermique effective de la mèche poreuse (saturée en liquide ou en phase gazeuse) est un paramètre sensible pour le problème étudié. Pour un milieu poreux donné, le plus précis est bien évidemment de disposer de mesures expérimentales. Si on ne dispose pas de mesures, il n'est pas évident de déterminer *a priori* la conductivité thermique effective (λ^*) d'une mèche car elle dépend fortement de la géométrie de la microstructure du milieu poreux. Cette conductivité (λ^*) dépend des conductivités thermiques des phases solide (indice s) et fluide (indice f) constituant le milieu poreux, des fractions volumiques de ces phases et de la structure de la matrice solide. Ces valeurs sont donc comprises entre les valeurs λ_s et λ_f qui sont les conductivités thermiques des phases en présence.

Les premiers modèles utilisés pour évaluer la conductivité effective d'un milieu poreux sont les modèles série et parallèle, supposant les milieux poreux constitués de strates de solide et de fluide perpendiculaire (modèle série) et parallèle (modèle parallèle) au flux de chaleur. Ils conduisent respectivement aux valeurs limites inférieure et supérieure de λ^* lorsque λ_s et λ_f sont fixées.

Dans les évaporateurs capillaires les mèches conductrices utilisées sont le plus souvent des mèches frittées. On rappelle ici quelques modèles existant pour des mèches agglomérées de poudre.

Le modèle de Maxwell (1954) est basé sur une analogie de conduction électrique assumant que des sphères de conductivités λ_1 sont dispersées dans un autre milieu de conductivité λ_2 . Ce modèle donne la relation suivante :

$$\lambda^* = \lambda_1 \frac{2 + \frac{\lambda_2}{\lambda_1} - 2\varepsilon(1 - \frac{\lambda_2}{\lambda_1})}{2 + \frac{\lambda_2}{\lambda_1} + \varepsilon(1 - \frac{\lambda_2}{\lambda_1})}$$

Gorring et Churchill (1961) ont montré que cette équation convenait pour des mèches métalliques agglomérées de poudre. Mais plus tard il a été démontré que cette formule n'était pas en accord avec des données expérimentales quand les sphères n'ont pas toutes le même diamètre et quand le contact entre ces sphères n'est pas un point.

Ensuite Dul'nev (1965) a développé un nouveau modèle pour déterminer cette conductivité thermique effective :

$$\frac{\lambda^*}{\lambda_s} = c^2 + v(1-c)^2 + \frac{2vc(1-c)}{1-c(1-v)} \quad \text{avec} \quad c = \frac{\frac{x}{0.5-x}}{1 + \frac{x}{0.5-x}} \quad \text{où } x \text{ est obtenu en résolvant}$$

l'équation suivante : $4x^3 - 3x^2 + \frac{1-\varepsilon}{4} = 0$.

Après avoir entrepris des expériences pour déterminer les propriétés de mèche, Alexander (1972) a proposé le modèle suivant dont la formule générale est : $\lambda^* = \lambda_f \left(\frac{\lambda_s}{\lambda_f} \right)^{(1-\varepsilon)^\alpha}$ où α est un paramètre empirique déterminé par Alexander pour chaque type de milieu poreux. Pour les agglomérés de poudre α est égale à 0.53.

Une autre expression pour des sphères empilées a été donnée par Chi (1976) :

$$\lambda^* = \frac{\pi}{8} \left(\frac{r_c}{r_s} \right)^2 \lambda_s + \left[1 - \frac{\pi}{8} \left(\frac{r_c}{r_s} \right)^2 \right] \left[\frac{\lambda_s \lambda_f}{\varepsilon' \lambda_s + \lambda_f (1 - \varepsilon')} \right] \quad \text{où } \varepsilon' = \frac{\varepsilon}{1 - \frac{\pi}{8} \left(\frac{r_c}{r_s} \right)^2}$$

Peterson et Fletcher (1987) ont réalisé des expériences pour tester deux types de mèches : en cuivre et en nickel fritté. La relation d'Alexander est en meilleur accord avec les expériences. Le modèle de Dul'nev surestime les données expérimentales mais donne des résultats précis pour la mèche frittée en nickel. Pour la mèche en nickel la meilleure corrélation est celle obtenue par Alexander.

Bonnefoy et Ochterbeck (2004) ont étudié expérimentalement la conductivité thermique effective des mèches frittées en nickel avec différents fluides (vide, air, méthanol et eau) et différentes propriétés (diamètres de pores, porosité, perméabilité). Le modèle d'Alexander

correspond très bien lorsque la mèche est saturée par l'air, mais fournit une erreur très significative (de l'ordre de 60 %) lorsque que la mèche est saturée d'eau et de méthanol. La relation de Chi semble être la meilleure. La valeur des conductivités effectives pour une mèche en nickel fritté avec de l'eau est de 4,22 W/m/K et, pour une mèche où le vide est fait de 3,1 W/m/K.

Comme cela est illustré dans Kaya et Goldak (2006), ces différents modèles conduisent à des estimations assez différentes de la conductivité thermique effective (variation d'un facteur 6 entre les modèles série et parallèle). Il est donc intéressant d'étudier l'impact de ce paramètre sur les résultats et notamment de discuter des mérites respectifs des mèches isolantes ($\lambda^* \approx 0.2 \text{ W/m/K}$) et conductrices ($\lambda^* \approx 12 \text{ W/m/K}$). On fera donc varier typiquement la conductivité thermique dans cette gamme (sauf spécification contraire), qui est cohérente avec les valeurs utilisées dans les travaux cités.

I.3.4 Approche réseau

Le modèle que nous avons développé est un modèle mixte combinant à la fois concepts macroscopiques (porosité, perméabilité, conductivité thermique équivalente) et concepts issus des modèles de réseau de pores (notion de liens, de pores et de seuils d'invasion locaux). Il sera présenté au chapitre suivant. Ici, nous rappelons quelques généralités sur les approches réseaux (pour plus de détails, voir par exemple les articles de synthèse de Prat (2002), pour le cas de l'évaporation, ou de Blunt et al. (2002), pour le cas des écoulements diphasiques).

A l'échelle « microscopique », un milieu poreux peut être vu comme un ensemble de canaux aléatoirement multiconnectés. L'ensemble des cavités formées par ces canaux constitue l'espace des pores (figure I-12).

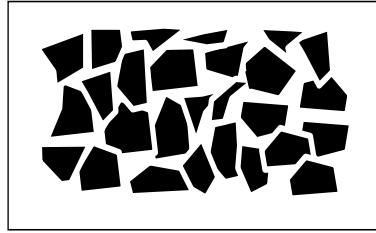


Figure I- 12 : Représentation schématique de l'espace des pores d'un milieu poreux bidimensionnel (phase solide en noir).

Dans ces conditions, il est assez naturel de modéliser un milieu poreux par un réseau. Par ailleurs, l'utilisation d'éléments de la théorie de la percolation (Stauffer et Aharony (1992)) est bien adaptée à cette modélisation, car elle est intimement liée à la notion de réseau. Les noeuds du réseau représentent les pores du milieu poreux, et les sites du réseau de percolation. Les liaisons, quant à elles, représentent les liaisons capillaires du milieu poreux, et les liaisons du réseau de percolation (figure I-13).

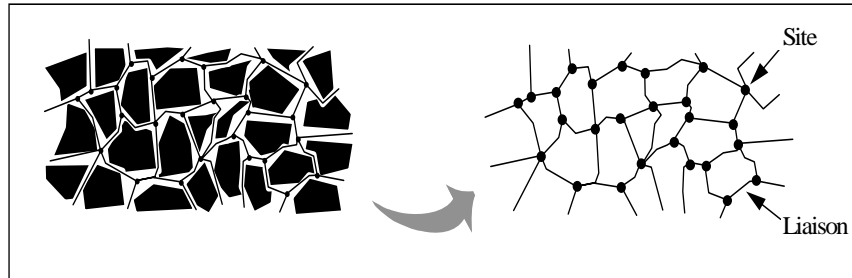


Figure I- 13 : Représentation de l'espace des pores par un réseau de sites et de liaisons.

Pour ne pas accroître la complexité de cette modélisation géométrique, le réseau considéré est souvent régulier; la répartition dans l'espace des pores et des liaisons est alors périodique dans plusieurs directions. En ce qui nous concerne, les réseaux considérés dans ce travail seront soit carrés, soit cubiques simples (Figure I-14). La connectivité, c'est à dire le nombre de noeuds plus proches voisins qu'à un noeud, sera donc constante et égale à quatre dans le cas bidimensionnel (réseau carré), et à six dans le cas tridimensionnel (réseau cubique simple).

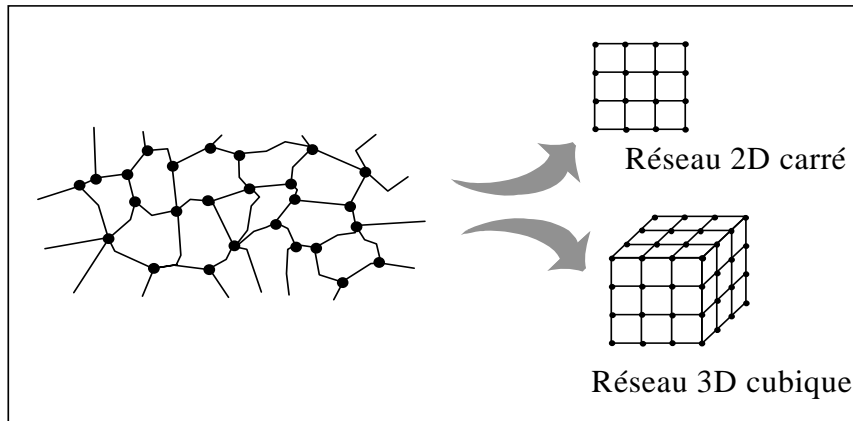


Figure I- 14 : Modélisation de l'espace des pores par des réseaux réguliers

Les écoulements sont assez lents pour que dans chaque pore et pour chaque phase, ils puissent être décrits par la loi de Poiseuille.

Il convient maintenant d'émettre les remarques suivantes :

- les pores et liaisons capillaires ne sont pas toujours faciles à distinguer dans les milieux réels,
- les milieux réels sont désordonnés, la connectivité du réseau n'est pas uniforme et a une influence sur les phénomènes de transfert de masse en son sein,
- les milieux réels sont tridimensionnels; la modélisation par un réseau bidimensionnel peut masquer ou à l'inverse induire un certain nombre de phénomènes.

Malgré ces éléments, la modélisation géométrique du milieu poreux en réseau régulier de percolation s'est avérée très féconde, et est devenue classique. Elle se justifie en partie par le caractère universel (indépendant du détail des structures) au voisinage du seuil de percolation. Il est bien évident cependant que le soin apporté à la représentation de la microstructure en terme de réseau de pores a un impact sur les résultats. En d'autres termes, si du point de vue de la physique de la percolation - l'accent étant mis sur les éléments universels (exposants) - des réseaux réguliers sont suffisants, le point de vue peut être différent en termes d'ingénierie. Construire un réseau aléatoire « équivalent » pour une microstructure frittée par exemple peut constituer alors un objectif en soi. Dans le cadre de ce travail, l'objectif est plus de faire des études comparatives entre différentes solutions (étude de sensibilité, etc.) que de calculer très précisément une situation particulière. De ce fait, il reste tout à fait acceptable de travailler avec des réseaux réguliers.

I.4 Conclusion

Ce premier chapitre a permis de préciser ou d'annoncer les points suivants :

- le point de vue adopté dans ce travail est un point de vue local et vise, à la suite d'autres études, à étudier les transferts en régime stationnaire dans une section d'évaporateur. Les différences marquantes de notre travail, que ce soit en termes de modélisation comme d'exploitation du modèle, par rapport aux autres travaux seront précisées dans le chapitre III.

- les conditions d'apparition de la vapeur dans un poreux ou au contact entre un poreux un corps métallique reste une question encore ouverte. En accord avec des travaux précédents, nous admettons que pour une surchauffe modérée de quelques degrés, une poche vapeur se développe au sein du milieu poreux (pas d'ébullition mais vaporisation à partir d'un front)

- l'approche retenue combine modèles homogénéisés (pour la détermination des champs) et approche réseau (pour la gestion des effets capillaires).

Chapitre II : Sur la croissance d'une poche vapeur

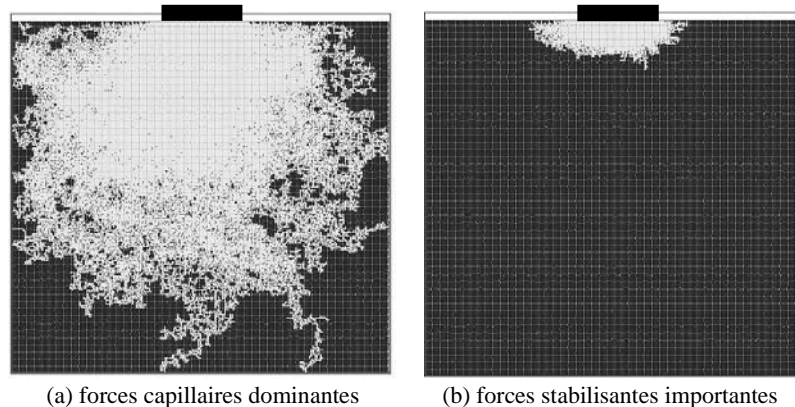


Figure II-1 : Présence d'une poche vapeur dans la mèche poreuse (Camassel (2003))

Comme indiqué dans le chapitre précédent, notre analyse du fonctionnement de la mèche est basée sur l'hypothèse (en bon accord avec les visualisations du chapitre VI) de l'apparition au delà d'un certain flux d'une poche vapeur qui croît ensuite avec la charge thermique imposée. Il est donc intéressant d'étudier les lois de croissance et la structure de cette poche. Ceci est toutefois difficile à faire numériquement, du moins d'un point de vue statistique, avec le modèle complet incluant les transferts de chaleur et de masse qui sera présenté dans le chapitre V, en raison de temps de calcul trop longs. L'idée est donc de développer ici une approche très simplifiée sans équations de champs à résoudre basée sur l'observation que la forme et l'extension de la poche résulte d'une compétition entre forces stabilisantes (les forces visqueuses dans le problème complet) et forces déstabilisantes (la capillarité dans un milieu désordonné). L'avantage de cette approche est de permettre de réaliser des statistiques (en générant un grand nombre de réalisations des système étudiés) tout en conservant un ingrédient clé du problème complet (la compétition entre forces stabilisantes et déstabilisantes).

Il est à noter que ce problème de croissance de poche est d'un intérêt plus large que le problème des évaporateurs. Il intervient par exemple lors de l'injection d'un gaz (récupération pétrolière) ou lorsqu'un liquide contenant du gaz dissout dans un milieu poreux voit sa pression diminuer ou sa température augmenter (récupération pétrolière, géothermie).

II.1 Principe de cette étude

Les configurations étudiées sont inspirées de la géométrie des évaporateurs capillaires schématisée ci-dessous.

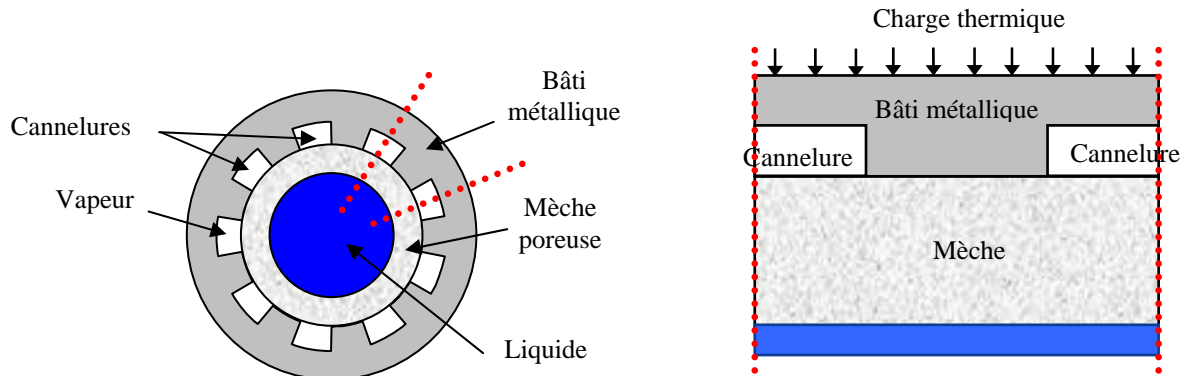


Figure II-2 : Coupe 2D schématique d'un évaporateur capillaire.

- On suppose que la partie poreuse est initialement saturée en liquide et que les cannelures de vapeur sont occupées par la vapeur (la vapeur envahit les cannelures avant de commencer à envahir le poreux).
- Comme le point le plus chaud sous l'ailette se situe au centre du contact mèche/ailette (du fait des grandes conductivité et diffusivité de l'ailette), on considère que la zone de vapeur va commencer à croître autour de ce point.
- La croissance de la poche de vapeur est contrôlée par la compétition entre les forces visqueuses et capillaires.

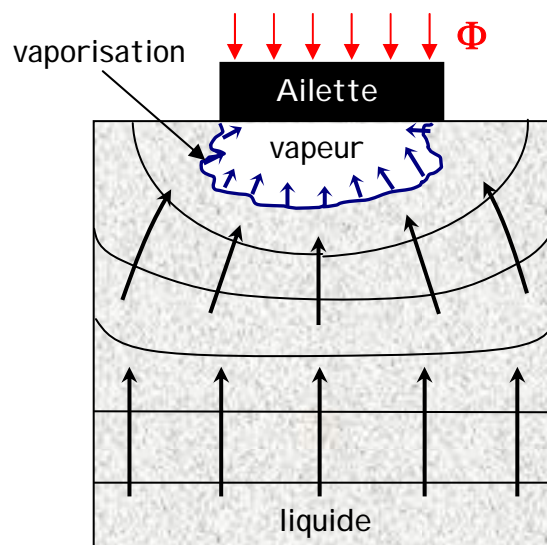


Figure II-3 : Influence des effets gravitaires et visqueux sur la forme de la poche vapeur et l'écoulement du fluide

Dans le cas de l'évaporateur, on observe que le gradient de pression induit par les effets visqueux dans la phase liquide est globalement dirigé de l'entrée de la mèche vers l'ailette. Ainsi, on peut s'appuyer sur une analogie entre les effets gravitaires, c'est à dire une distribution de pression hydrostatique, et les effets visqueux, pour finalement explorer un problème plus général qui est l'influence de la compétition entre la capillarité et une force stabilisante (qui peut-être d'origine visqueuse ou gravitaire) sur la structure de la zone vapeur.

Il faut toutefois indiquer qu'en utilisant cette approche, quelques approximations sont nécessaires. La première concerne la répartition de pression dans le liquide : en utilisant l'analogie avec la gravité (en supposant que le vecteur gravitation est dirigé du bâti métallique vers l'entrée de la mèche) nous prenons une répartition de pression de type hydrostatique. Cette dernière ne correspond pas exactement à une répartition induite par des effets visqueux, cependant la direction du gradient moyen de pression est conservée. Enfin, l'effet de la thermique n'est pas étudié car cette étude ne prend pas en compte la modélisation des transferts de chaleur.

Dans ces conditions, l'objectif est de déterminer la croissance de la poche de vapeur (évolution de la région occupée par la vapeur sous l'ailette) en fonction de la compétition entre forces stabilisante et déstabilisante. Plus précisément, on s'intéresse à la profondeur moyenne L_p de la poche vapeur au moment de la percée, c'est à dire au moment où la vapeur atteint pour la première fois une des cannelures.

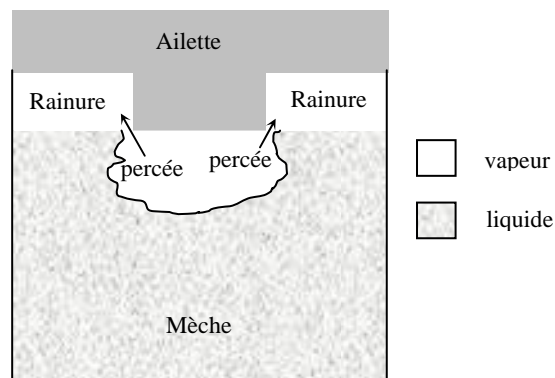


Figure II-4 : Illustration de la percée de la vapeur

Pour cette étude il nous a paru intéressant de réaliser des simulations sur la base d'un simple algorithme de percolation d'invasion en gradient stabilisant (IPGS). La simplicité de cet algorithme engendre de faible coût de calcul, du coup le nombre de réalisations qu'il est possible de générer est très important, ce qui nous permet de faire une bonne étude statistique.

II.2 Algorithme de croissance de la poche en régime d'IPSG :

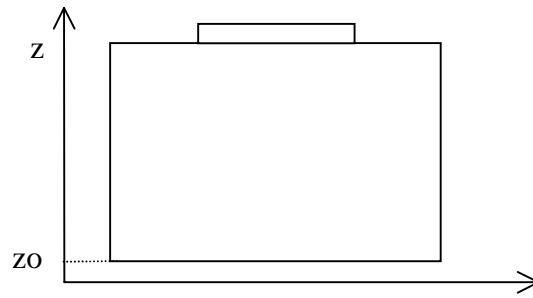


Figure II-5 : Schéma des axes

Algorithme de croissance :

- On définit un réseau carré de sites NxM ou cubique de sites NxMxZ (cas 3D). On associe à chaque site du maillage un nombre tiré aléatoirement dans la gamme (r_{\min} , r_{\max}) selon une loi de probabilité uniforme,
- On envahit le pore central,
- On détermine les sites interfaciaux envahissables que l'on classe dans l'ordre décroissant de potentiel,
- On envahit le site disponible de plus grand potentiel,

Le potentiel est défini par :

$$P = \frac{-2\sigma}{r} + \Delta \rho g(z - z_0)$$

où σ est la tension superficielle, g la gravité et $\Delta \rho$ la différence masse volumique entre l'eau et la vapeur.

soit sous forme adimensionnelle :

$$P' = \frac{-2}{r/a} + Bo \left(\frac{z}{a} - \frac{z_0}{a} \right) \text{ avec } \frac{r}{a} = \frac{r_{\min}}{a} + \frac{\Sigma}{a} R, \Sigma = r_{\max} - r_{\min} \text{ et } R \in [0,1]$$

où a est le pas du réseau (distance entre deux sites du réseau)

- Les amas piégés ne sont pas envahis,
- Tant que la vapeur n'a pas atteint une des 2 rainures ou les bords du milieu poreux on recommence.

Le paramètre de contrôle de la compétition capillarité/ gradient de pression induit dans le liquide est donc le nombre de Bond :

$$Bo = \frac{\Delta \rho g a^2}{\sigma}$$

- Quand $Bo=0$, les gradients de pression sont complètement négligeables devant P_c , c'est le cas où la capillarité domine complètement l'invasion.
- Quand $Bo>0$, il existe un gradient de pression dans le liquide.

II.3 Différents cas et exploitation des résultats.

Chaque réalisation correspond à une distribution aléatoire des potentiels associés à chaque site différente à chaque fois.

II.3.1 Différents cas étudiés

➤ Cas 2D

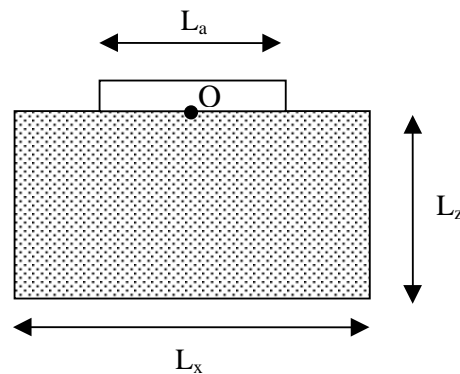


Figure II-6 : Configuration 2D avec une ailette rectangulaire

La poche de vapeur va donc commencer à se former autour du point le plus chaud situé au centre de l'ailette (point O).

➤ Cas 3D

Nous avons étudié deux cas différents où le réseau est cubique, le premier avec une ailette circulaire et le deuxième avec une ailette rectangulaire tout le long de la largeur.

Ailette circulaire :

On suppose, comme pour le cas en 2D, que le point le plus chaud se situe au centre de l'aillette circulaire (point O). La poche de vapeur va donc commencer à se former autour de ce point.

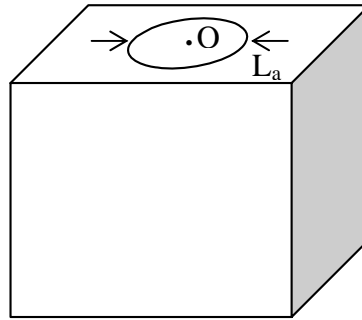


Figure II-7 : Configuration 3D avec une ailette circulaire

Ailette rectangulaire :

Dans le deuxième cas, les points les plus chauds sont les points situés sur la ligne centrale de l'aillette. La poche de vapeur commencera à se former autour de cette ligne. Lorsque la vapeur atteindra le bord face avant ou celui de derrière, l'évolution de la poche continuera à évoluer de l'autre côté (soit face arrière ou avant). Il peut toujours y avoir des percées latérales (droite et gauche) et des désamorçages.

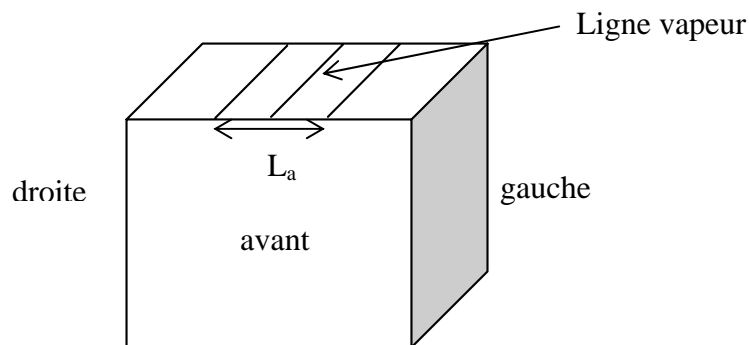


Figure II-8 : Configuration 3D avec une ailette rectangulaire

II.3.2 Exploitation des résultats

Plusieurs situations peuvent être rencontrées en fonction des différentes échelles géométriques du problème. On distingue :

- La percée rainure (PR), lorsque la vapeur atteint une des cannelures,
- Le désamorçage (D) qui a lieu quand la vapeur atteint le bord de la mèche opposé à l'ailette avant de percer dans les cannelures,
- La percée latérale (PL), obtenue si la vapeur atteint un des deux ou quatre (en 3D circulaire) bords latéraux.

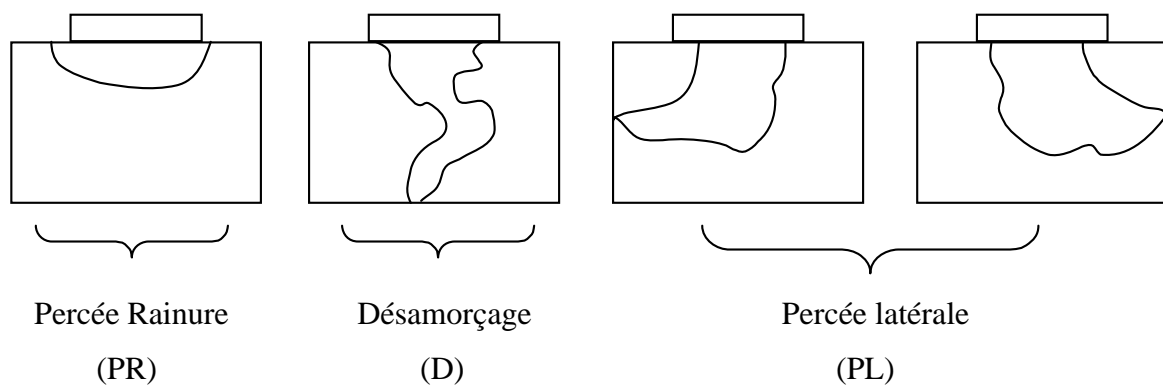


Figure II-9 : Conditions d'arrêt

Le principe est donc d'effectuer un grand nombre de réalisations et d'arrêter le calcul lorsque l'une des trois situations précédentes est rencontrée. Ensuite on comptabilise chacune d'entre elles. L'événement « percée latérale » ne nous intéresse pas physiquement dans la pratique. On ne le comptabilise pas. En effet si on veut respecter la géométrie du problème, il n'y a aucune raison physique à arrêter le calcul dans cette situation, c'est uniquement une raison numérique qui nous conduit à stopper le calcul et à ne pas compter la réalisation. Pour éviter au mieux cet événement, il suffit de prendre un milieu poreux suffisamment large devant la taille de l'ailette. Une autre solution serait d'imposer des conditions aux limites périodiques sur les bords latéraux.

En 2D, pour une valeur fixée du nombre de Bond, on peut éviter les percées latérales en augmentant L_x par rapport à la taille de l'ailette L_a et donc en prenant un rapport L_a/L_x assez petit. De la même façon, on s'attend à ce que les désamorçages soient plus fréquents lorsque le rapport L_z/L_x est petit.

Ces simulations nous permettent d'évaluer la profondeur (L_p) ainsi que la demi largeur maximale ($L_{px} = \text{Max}(L_{x1}, L_{x2})$) de la poche de vapeur à la percée et plus précisément leur évolution en fonction du nombre de Bond.

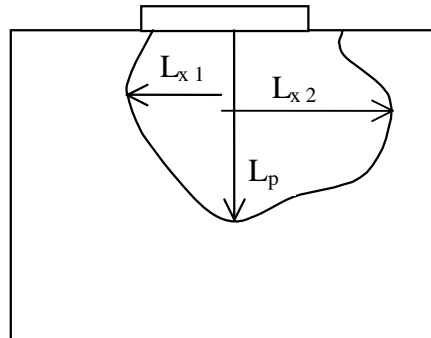


Figure II-10 : Géométrie du domaine de calcul en 2D

Les figures suivantes représentent un exemple de région visitée par la vapeur pour une seule réalisation lorsque les forces stabilisantes sont négligeables, c'est à dire pour de faibles nombres de Bond (a) et lorsque ces forces stabilisantes sont significatives (b). La phase vapeur apparaît en blanc et le liquide en noir.

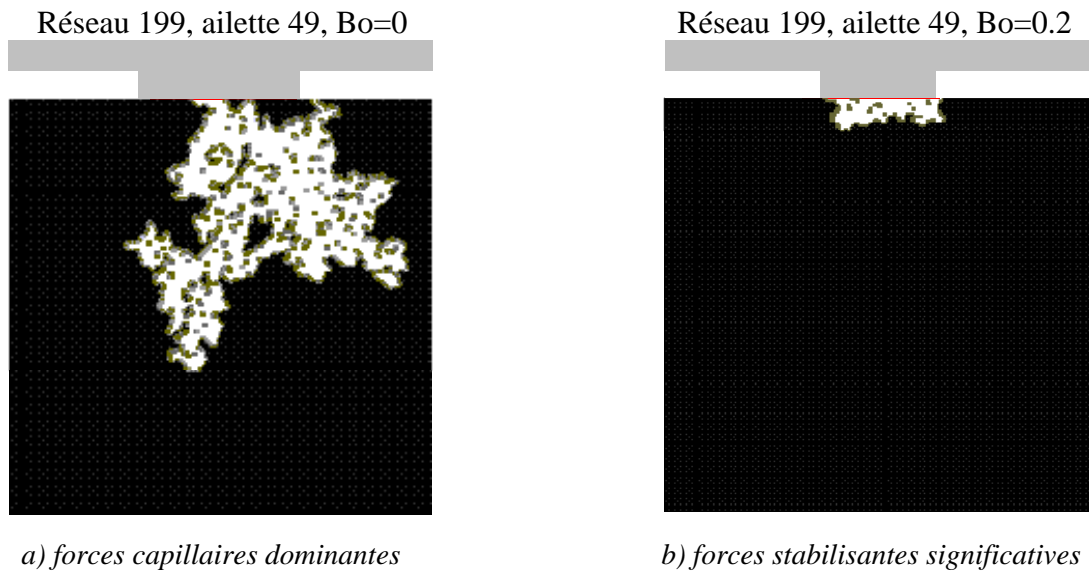


Figure II-11 : Distribution de phases

Comme on peut le voir sur les figures précédentes, lorsque les forces capillaires sont dominantes (a), la taille de la zone vapeur est grande, et on voit des phénomènes de digitation capillaire. Par contre la région visitée par la vapeur avant la percée rainure devient de plus en plus petite lorsque les forces stabilisantes augmentent (b).

Pour calculer l'évolution de la profondeur et de la demi largeur de la poche vapeur (L_p et L_{px}) en fonction du nombre de Bond, nous avons procédé de la manière suivante :

- Les réalisations qui ont conduit aux événements - désamorçage ou percée latérale - ne sont pas prises en compte,
- Pour les réalisations gardées - c'est à dire les percées rainures - on calcule

$$\langle L_p \text{ ou } p_x \rangle = \frac{1}{n_{rg}} \sum_{i=1}^{n_{rg}} L_{pi} \text{ ou } p_{xi}$$

avec n_{rg} le nombre de réalisations gardées,

et L_{pi} la valeur de L_p pour la réalisation gardée de rang i , et L_{xi} la valeur de L_x pour la réalisation gardée de rang i .

II.4 Résultats

Ici nous présentons les résultats obtenus pour différentes tailles de réseau et d'ailette. Les dimensions sont données en nombre de pas du réseau. Toutes les longueurs présentées dans ce paragraphe sont adimensionnelles, nous avons choisi la longueur de l'ailette, L_a , comme longueur caractéristique dans certains cas et dans d'autres la largeur de la mèche, L_x .

II.4.1 Cas 2D

Dans un premier temps nous avons fait 4000 réalisations sur différents réseaux avec différentes tailles d'ailettes pour voir comment évolue la profondeur (L_p) et la demi largeur (L_{px}) de la poche vapeur, pour différents nombres de Bond.

II.4.1.1 Bond = 0

II.4.1.1.1 Réseau carré ($L_x=L_z$)

Bilan de tous les événements observés en pourcentage sur les 4000 réalisations pour différentes tailles d'ailette et pour des tailles de réseau différentes :

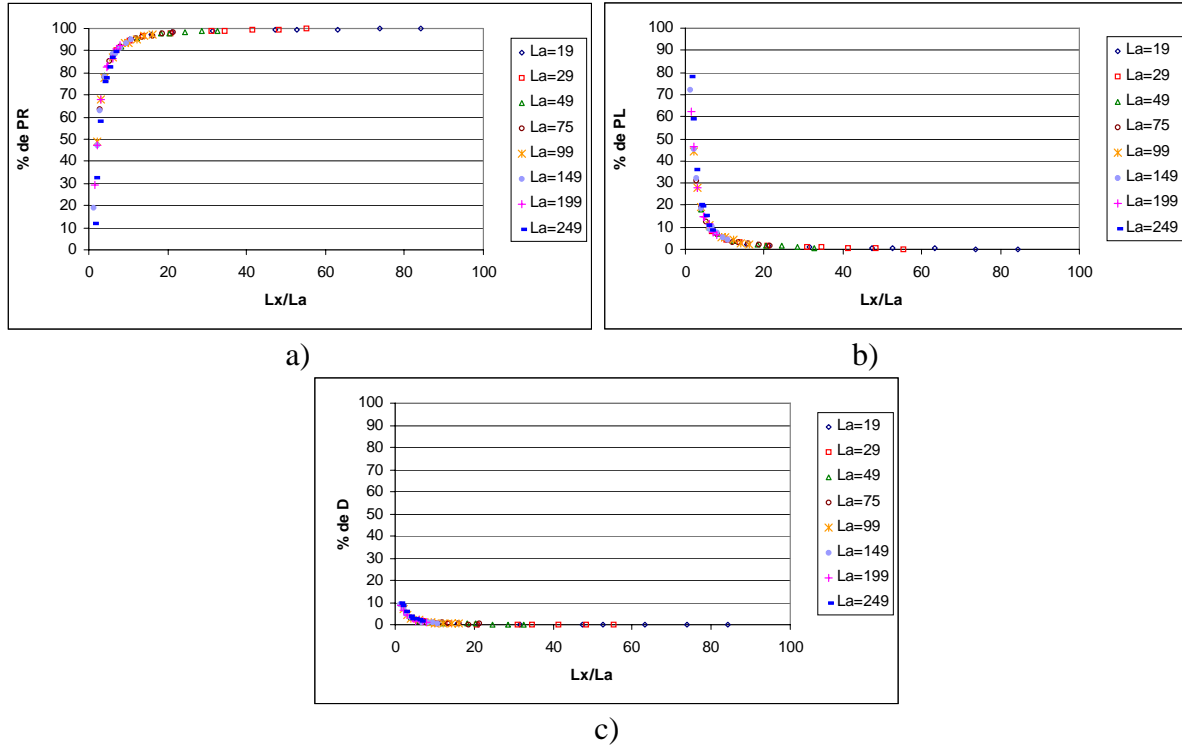


Figure II-12 : Probabilité des trois événements observés en fonction de la taille du réseau

a) Percée Rainure (PR); b) Percée latérale (PL); c) Désamorçage (D)

Pour une taille d'ailette et une taille de réseau données la somme des trois événements est égale à 4000. Lorsque la taille de réseau augmente, le nombre de percées latérales et de désamorçages diminue de plus en plus pour tendre vers 0. L'événement percée rainure devient largement majoritaire pour $L_x/L_a > 10$. Pour un réseau « infiniment » grand par rapport à la taille de l'ailette on n'observerait que des percées rainures.

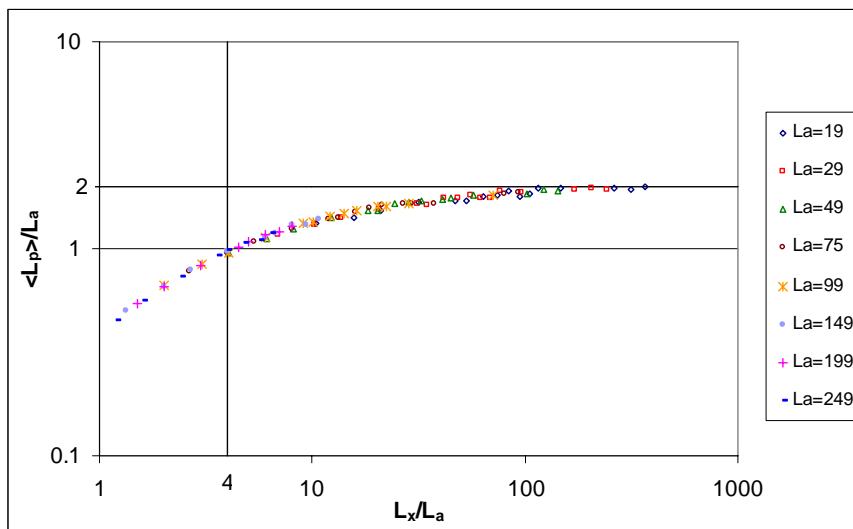


Figure II-13 : Evolution de la profondeur moyenne de la poche de vapeur pour différentes tailles d'ailette et différentes tailles de réseau

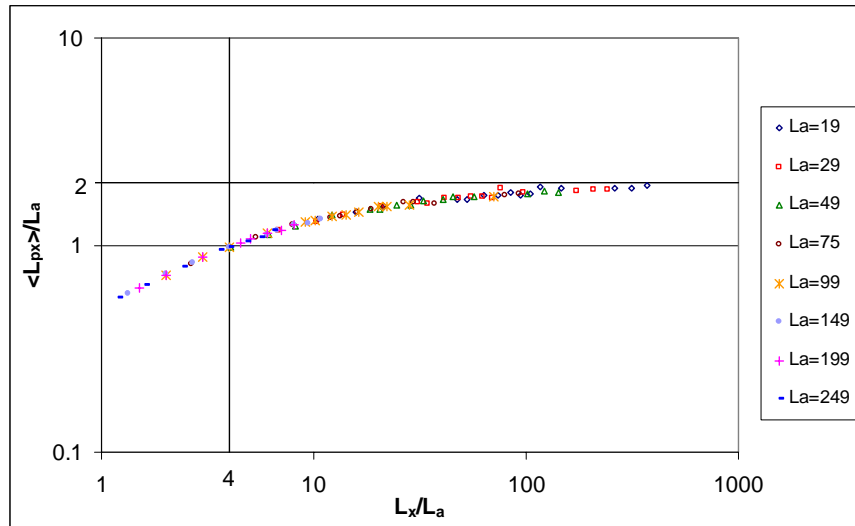


Figure II-14 : Evolution de la demi largeur moyenne de la poche de vapeur pour différentes tailles d'ailette et différentes tailles de réseau

On constate que plus le réseau devient grand, plus la profondeur $\langle L_p \rangle$ et la demi largeur $\langle L_{px} \rangle$ de la poche de vapeur augmentent. De plus $\langle L_p \rangle \approx \langle L_{px} \rangle$ pour des réseaux suffisamment grands. Ces deux grandeurs tendent vers la même limite avec $\langle L_p \rangle / L_a \approx \langle L_{px} \rangle / L_a \approx 2$ pour un réseau très grand devant la taille de l'ailette. Ce résultat n'est pas intuitif. Par exemple en croissance Laplacienne, on s'attend à $\langle L_p \rangle / L_a \approx \langle L_{px} \rangle / L_a \approx 0.5$. La taille de l'ailette et la taille de la poche vapeur sont comparables, $\langle L_p \rangle / a \approx L_a / a$, lorsque la taille de l'ailette est égale au quart de la taille du réseau carré.

Pour une taille d'ailette fixe, l'évolution de la profondeur de la poche de vapeur $\langle L_p \rangle / L_a$ en fonction de la taille du réseau (L_x) est montrée sur la figure suivante.

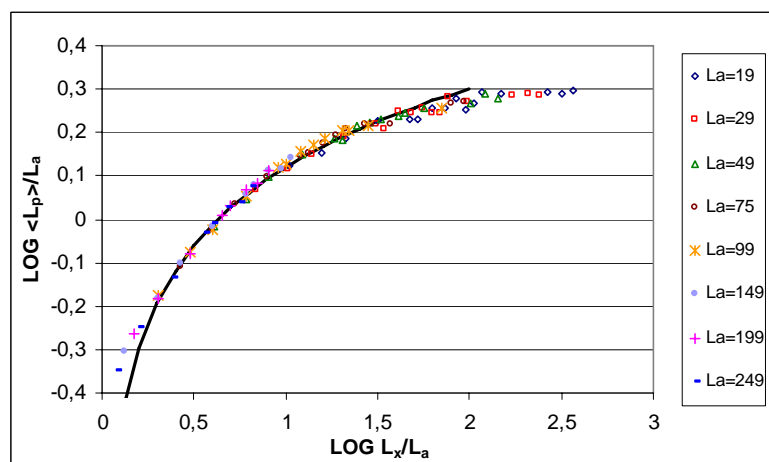


Figure II-15 : Evolution de la profondeur de poche moyenne en fonction de la taille du réseau pour différentes tailles d'ailette fixe. La courbe en trait plein correspond à la loi donnée ci-dessous

Nous tenons à préciser que dans tout le chapitre $\text{Log} = \text{Log}_{10}$

Ces données ont tendance à suivre une loi de la forme :

$$\frac{L_p}{L_a} = 1.33 \left[\text{Log} \left(\frac{L_x}{L_a} \right) \right]^{0.6}$$

Cette relation ne s'applique toutefois pas lorsque la taille de l'ailette est très grande, c'est-à-dire pratiquement égale à la taille du réseau L_x et lorsqu'elle est très petite par rapport à la taille du réseau (on vient juste de voir dans cas que $\langle L_p \rangle / L_a \approx \langle L_{px} \rangle / L_a \approx 2$). Le premier cas étant très rare, on peut donc approximer ces courbes par la loi ci-dessus jusqu'à environ $L_x/L_a \approx 10^{1.5}$.

De même, on trace pour une taille de réseau fixée, l'évolution de la profondeur de la poche de vapeur L_p en fonction de la taille de l'ailette (L_a).

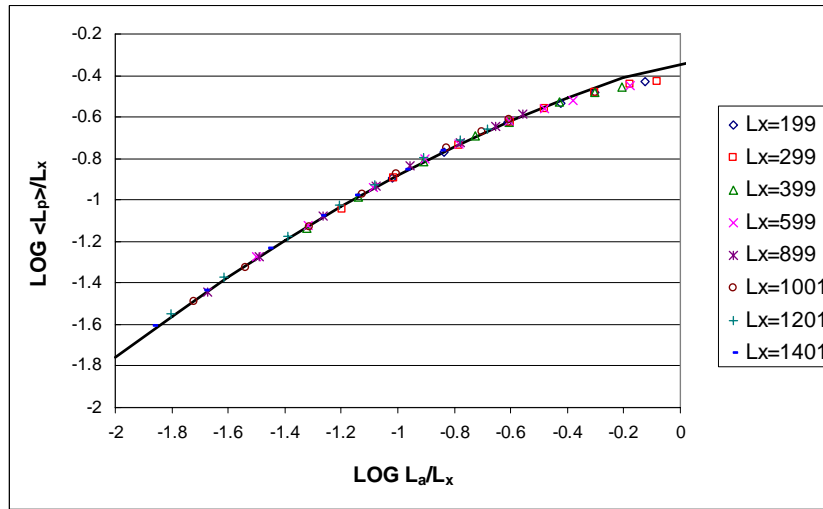


Figure II-16 : Evolution de la profondeur de poche moyenne en fonction de la taille de l'ailette pour différentes tailles de réseau. La courbe en trait plein correspond à la loi donnée ci-dessous

Ces données suivent assez bien une loi du type polynomiale de degré 2 :

$$\text{LOG} \left(\frac{\langle L_p \rangle}{L_x} \right) = -0.16 \left[\text{LOG} \left(\frac{L_a}{L_x} \right) \right]^2 + 0.4 \text{LOG} \left(\frac{L_a}{L_x} \right) - 0.32$$

Comme précédemment cette représentation n'est plus très bonne lorsque la taille de l'ailette est pratiquement égale à celle du réseau.

II.4.1.1.2 Réseau rectangulaire ($L_x \# L_z$) :

$L_x \# L_z$	L_a	Nbre PL	Nbre D	Nbre PR	L_p/L_a	L_{px}/L_a
799*499	49	54	60	3886	1.45	1.42
899*499		29	65	3906	1.43	1.42
899*599		42	58	3900	1.55	1.50
899*699		62	28	3910	1.52	1.49
899*799		77	21	3902	1.57	1.51
899*899		83	18	3903	1.54	1.48
899*1001		96	6	3898	1.57	1.51
799*499	75	103	133	3764	1.32	1.31
899*499		59	131	3810	1.32	1.32
899*599		93	96	3811	1.38	1.35
899*699		127	53	3820	1.38	1.36
899*799		147	43	3810	1.40	1.36
899*899		141	35	3824	1.40	1.36
899*1001		179	14	3807	1.45	1.41
799*499	99	162	202	3636	1.20	1.22
899*499		99	207	3694	1.23	1.24
899*599		147	150	3703	1.27	1.26
899*699		181	81	3738	1.29	1.28
899*799		214	68	3718	1.29	1.26
899*899		222	49	3729	1.32	1.29

Si on garde la largeur du réseau constante et qu'on augmente seulement la profondeur, les désamorçages sont toujours présents mais de moins en moins fréquents, par contre les percées latérales augmentent. Lorsque la profondeur augmente, la profondeur de poche de vapeur moyenne augmente aussi.

II.4.1.1.3 Densité de probabilité

Pour un réseau de taille donné ($L_x = L_z = 899$) et une taille d'ailette fixe ($L_a = 49$), sur les 4000 réalisations où l'événement percée rainure a eu lieu, on représente le nombre de fois où la profondeur normalisée par la taille de l'ailette (L_p/L_a) est comprise dans un intervalle fixé (intervalle = $L_{pmaxi} - L_{pmini} = 0.4$). On obtient ainsi un histogramme de distribution des profondeurs possibles dans ce réseau.

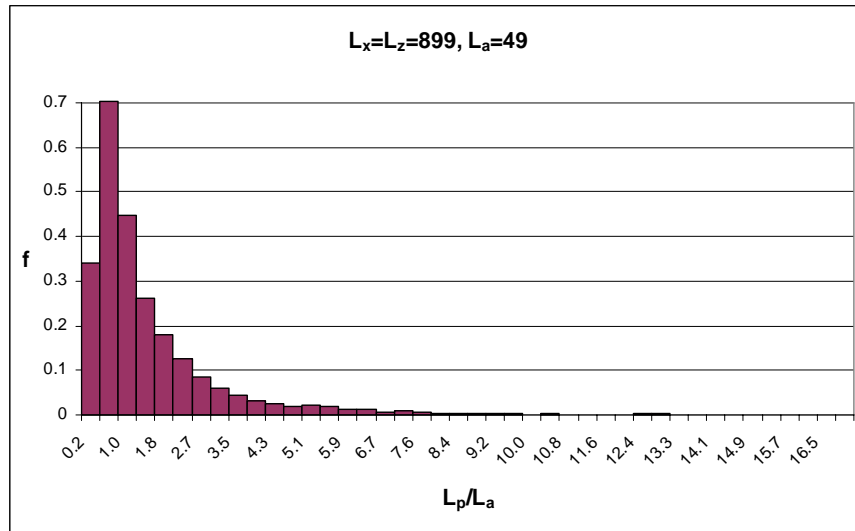


Figure II-17 : Histogramme des valeurs L_p/L_a

On a représenté les densités (f) des valeurs L_p/L_a sur l'axe vertical. On rappelle que l'aire d'un rectangle représente le pourcentage des observations qui se trouvent dans la classe constituant la base de ce rectangle. Ainsi, l'aire du premier rectangle est : 0.13 c'est-à-dire $540/(3899 \times 0.408)$ (= densité réelle = 0.346 .) $\times 0.408$ (intervalle de classe), ce qui correspond bien au pourcentage des observations de cette classe. L'aire total de cet histogramme est égal à l'unité, et les aires sous le polygone s'interprètent comme des pourcentages d'observations par rapport au total.

L'examen de la loi de distribution de L_p/L_a (Figure II-17) montre que les cas autour de la moyenne L_p ($\langle L_p/L_a \rangle = 1.54$ dans ce cas) sont très fréquents. La caractéristique originale de cette distribution est la longue queue concernant les événements grands de L_p/L_a . Ainsi on obtient des profondeurs de poche de vapeur où $L_p > L_z/4$ (sur la figure précédente II-17, $L_p/L_a > 4.6$). Ces cas sont beaucoup plus rares mais toujours présents. Ce sont ces cas extrêmes et peu fréquents qui influencent la moyenne de L_p , c'est pour cela que la moyenne $\langle L_p \rangle$ augmente toujours lorsque que L_z augmente.

On note x la profondeur de la poche de vapeur sur la taille de l'ailette ($x = L_p/L_a$), $p(x)$ sa probabilité et $P(x)$ sa fonction de répartition : $P(x) = \int_{-\infty}^x p(x)dx$.

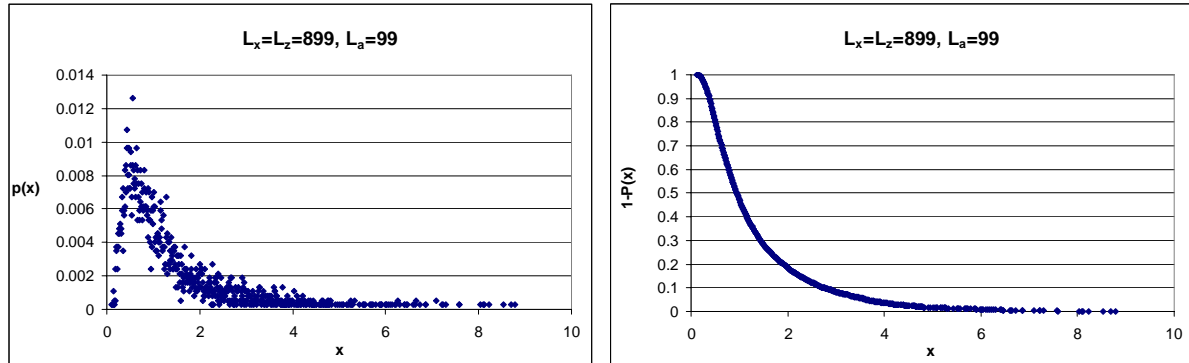


Figure II-18 : Probabilités et fonction de répartition de L_p/L_a

La fonction $1-P(x)$ est représentée sur la figure II-18. La queue de cette fonction a un comportement en loi exponentielle comme le montre la représentation semi logarithmique des figures II-19 et II-20. (Pour caractériser cette queue, nous n'avons conservé que les points compris entre $1-P(x) = 0.3$ et $1-P(x) = 0.004$ (événements probables à moins de 30% et plus de 0.4% cumulé : on écarte les événements trop rares)).

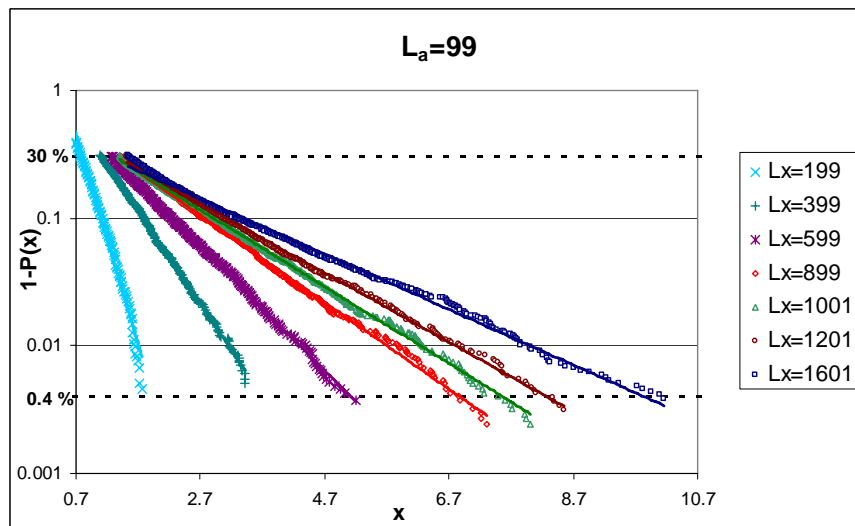


Figure II-19 : Fonction de répartition de la profondeur de la poche en échelle semi logarithmique pour une taille d'ailette fixe et différents réseaux

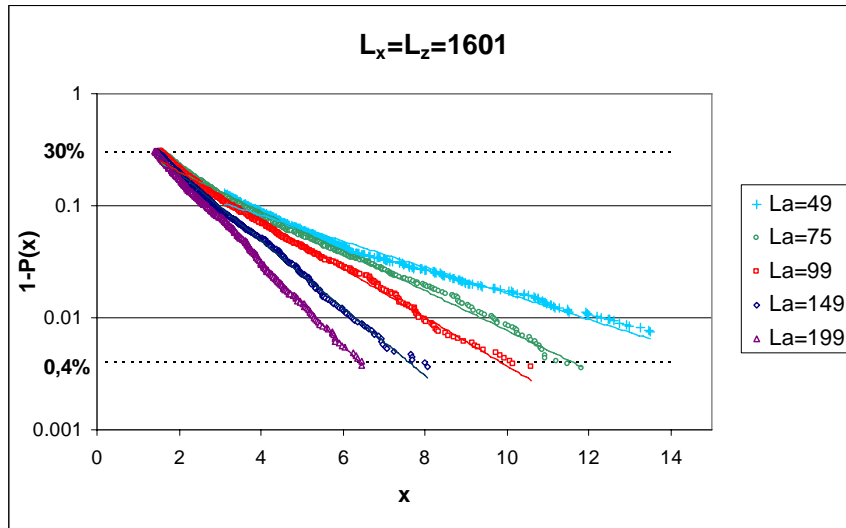


Figure II-20 : Fonction de répartition de la profondeur de la poche en échelle semi logarithmique pour une taille de réseau fixe et différentes tailles d'ailette

La queue de la fonction $1-P(x)$ peut donc être représentée par une équation de la forme :

$$1 - P(x) = K_1 \exp(-K_2 x)$$

Pour une taille d'ailette fixée les coefficients K_1 et K_2 peuvent être représentés par une loi puissance en fonction de la taille du réseau :

$$K_{1 \text{ ou } 2} = a L_x^b \quad \text{où } a \text{ et } b \text{ sont des constantes.}$$

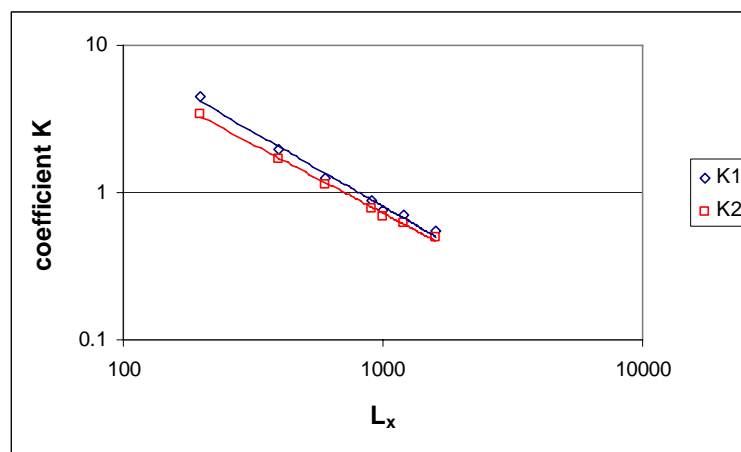


Figure II-21 : Evolution des coefficients K_1 et K_2 en fonction du de la taille du réseau pour une taille d'ailette $L_a=99$

Pour un réseau donné les coefficients K_1 et K_2 suivent une fonction linéaire qui dépend de la taille de l'ailette :

$$K_{1 \text{ ou } 2} = aL_a + b \text{ où } a \text{ et } b \text{ sont des constantes.}$$

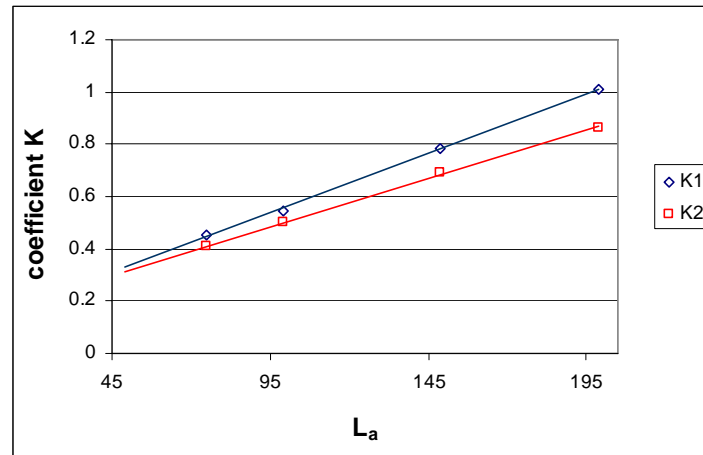


Figure II-22 : Evolution des coefficients K_1 et K_2 en fonction de la taille d'ailette pour un réseau $L_x=1601$.

Compte tenu de l'asymétrie gauche très forte de la distribution de L_p/L_a , il est tentant de regarder la distribution de $\text{LOG}(L_p/L_a)$.

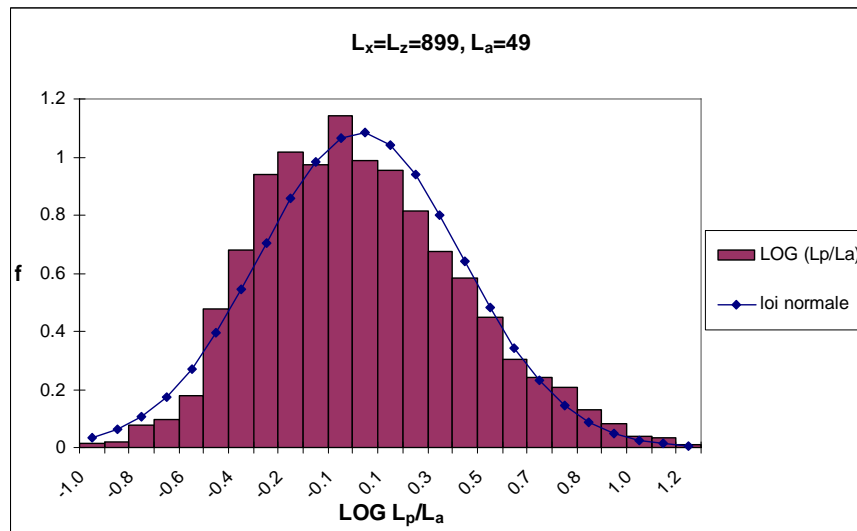


Figure II-23 : Distribution de $\text{LOG}(L_p/L_a)$

En trait continu est tracée la loi normale qui nous sert de référence pour comparer les distributions. La densité de probabilité de $\text{LOG}(L_p/L_a)$ s'approche d'une loi normale, c'est-à-dire d'une p.d.f d'expression :

$$f = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{X-\langle X \rangle}{\sigma}\right)^2} \quad \text{où}$$

- σ est l'écart-type de la variable L_p/L_a
- $X = \text{LOG} (L_p/L_a)$
- $\langle X \rangle$ est la moyenne arithmétique de la variable X. Ici, $\langle X \rangle = 0$
- $\pi = 3.1416$

La probabilité que L_p/L_a prenne des valeurs comprises entre $(\langle X \rangle - C)$ et $(\langle X \rangle + C)$ est notée :

$$P[\langle X \rangle - C \leq X \leq \langle X \rangle + C]$$

En fixant la constante C égale à un écart-type, puis à deux écarts-types et enfin à trois écarts-types, on définit les valeurs remarquables de la distribution Normale :

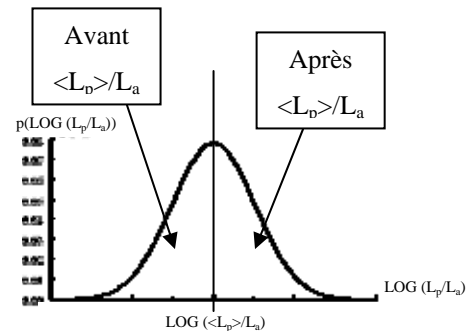
$$P[\langle X \rangle - 2\sigma \leq X \leq \langle X \rangle + 2\sigma] = 68.3\%$$

$$P[\langle X \rangle - 2\sigma \leq X \leq \langle X \rangle + 2\sigma] = 95.4\%$$

$$P[\langle X \rangle - 3\sigma \leq X \leq \langle X \rangle + 3\sigma] = 99.7\%$$

Avec nos données, nous obtenons les résultats suivants en ce qui concerne la distribution de $\text{LOG} (L_p/L_a)$:

	résultats	théorie
avant $\langle L_p \rangle / L_a$	53.19 %	50 %
après $\langle L_p \rangle / L_a$	46.80 %	50 %
1σ	67.65 %	68.3 %
2σ	95.48 %	95.4 %
3σ	99.80 %	99.7 %



Pour voir si cette distribution suit vraiment une loi normale, nous étudions aussi la forme de la distribution que l'on peut caractériser par les coefficients d'asymétrie et d'aplatissement. Ils se calculent à l'aide des moments centrés d'ordre 3 et 4.

Un moment centré (μ_r) d'ordre r est la moyenne arithmétique des écarts à la moyenne arithmétique élevés à la puissance r :

$$\mu_r = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M (L_{pi} - \langle L_p \rangle)^r$$

Le Coefficient d'asymétrie de Fisher, noté γ_1 , est le quotient suivant :

$$\gamma_1 = \frac{\mu_3}{\sigma^3} \quad \text{avec } \mu_3 \text{ le moment centré d'ordre 3 et } \sigma^3 \text{ l'écart-type élevé au cube.}$$

- Quand :

$\gamma_1 < 0 \Rightarrow$ la distribution est étalée vers la gauche (dissymétrie droite)

$\gamma_1 = 0 \Rightarrow$ la distribution est normale

$\gamma_1 > 0 \Rightarrow$ la distribution est étalée vers la droite (dissymétrie gauche)

Le coefficient d'aplatissement de Pearson, noté β_2 , est le quotient suivant :

$$\beta_2 = \frac{\mu_4}{\sigma^4} \quad \text{avec } \mu_4 \text{ le moment centré d'ordre 4 et } \sigma^4 \text{ le carré de la variance}$$

- Quand :

$\beta_2 < 3 \Rightarrow$ la distribution est leptocurtique (moins aplatie)

$\beta_2 = 3 \Rightarrow$ la distribution est normale

$\beta_2 > 3 \Rightarrow$ la distribution est platicurtique (plus aplatie)

Pour le réseau $L_x=L_z= 899$ et $L_a=49$:

	L_p/L_a	LOG (L_p/L_a)
γ_1	3.2	0.4
β_2	17.4	2.8

On constate bien que la distribution de L_p/L_a est très éloignée d'une loi normale (forte asymétrie gauche) et que la distribution de LOG (L_p/L_a) s'en approche beaucoup avec une légère asymétrie gauche, et une distribution légèrement aplatie par rapport à la Gaussienne.

On peut donc raisonnablement considérer d'un point de vue pratique que la distribution de L_p/L_a est log-normale.

II.4.1.2 Bond > 0

II.4.1.2.1 Evolution des grandeurs moyennes

Les trois figures ci-dessous illustrent l'évolution de la profondeur moyenne ($\langle L_p \rangle$) et de la demi largeur moyenne ($\langle L_{px} \rangle$) de la zone de vapeur en fonction du nombre de Bond, pour une taille d'ailette fixe et un réseau grandissant. $\langle L \rangle = \langle L_{px} \rangle$ ou $\langle L_p \rangle$ sur les graphes suivants.

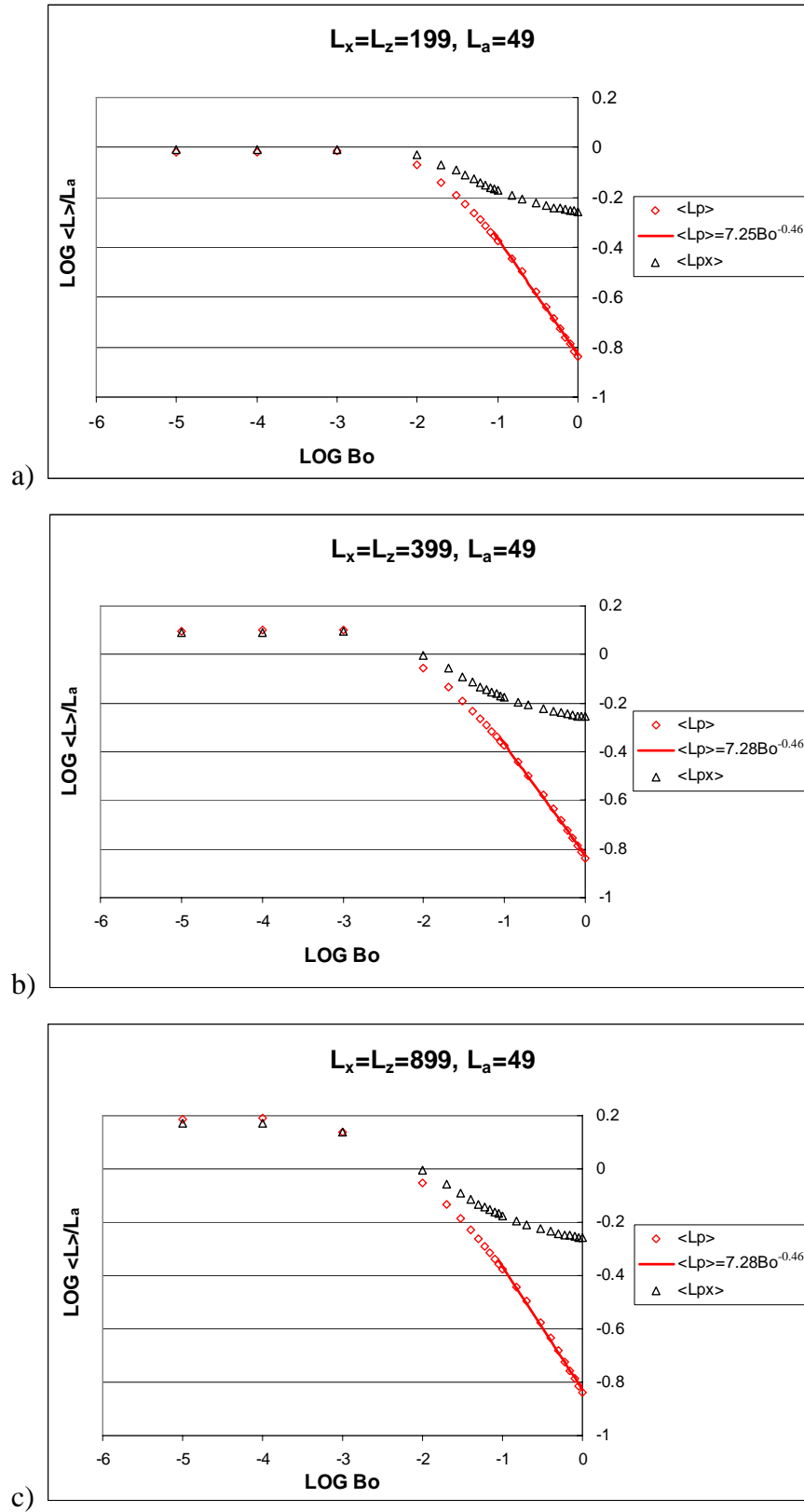


Figure II-24 : Profondeur et largeur moyenne en fonction du nombre de Bond pour une ailette de taille fixe et différentes tailles de réseaux.

a) réseau 199*199, b) réseau 399*399, c) réseau 899*899

Ces trois figures illustrent l'évolution de la longueur moyenne et de la demi largeur moyenne de la zone vapeur en fonction du nombre de Bond. Elles nous permettent de distinguer trois régimes :

- $Bo \approx 0$ (zone de gauche),
- Bo modéré (zone centrale),
- Bo élevé (zone de droite).

➤ Dans la première zone, le régime est contrôlé par les effets capillaires. La taille du réseau et la longueur de l'ailette fixe la taille moyenne de l'amas de percolation se formant sous l'ailette.

On constate donc, comme pour le cas $Bo=0$ (voir paragraphe précédent) que :

$$\langle L_{px} \rangle = \langle L_p \rangle \text{ et } \frac{\langle L_p \rangle}{L_a} = \alpha \text{ avec } \alpha \text{ qui dépend de la taille du réseau et qui croît quand la}$$

profondeur du réseau croît.

Dans ce cas, le désamorçage peut quand même se produire pour certaines réalisations, même lorsque la profondeur moyenne de poche vapeur est significativement inférieure à la taille du domaine poreux compte tenu de la très longue queue de distribution de L_p/L_a (cf paragraphe précédent).

➤ La zone centrale correspond au régime de transition entre le régime à forts effets capillaires et celui où les effets stabilisants sont importants, il illustre une compétition entre les forces capillaires et les forces stabilisantes.

➤ La dernière zone décrit le régime à nombre de Bond élevé, correspondant à des effets stabilisants importants. Les trois images de la figure II-24 illustrent d'une part, le fait que la profondeur moyenne de la zone vapeur est petite devant la taille de l'ailette et, d'autre part nous remarquons l'évolution en loi puissance de la profondeur moyenne en fonction du nombre de Bond. Ceci est illustré sur les graphiques précédents et suivants, sur lesquels nous présentons un agrandissement de la troisième zone.

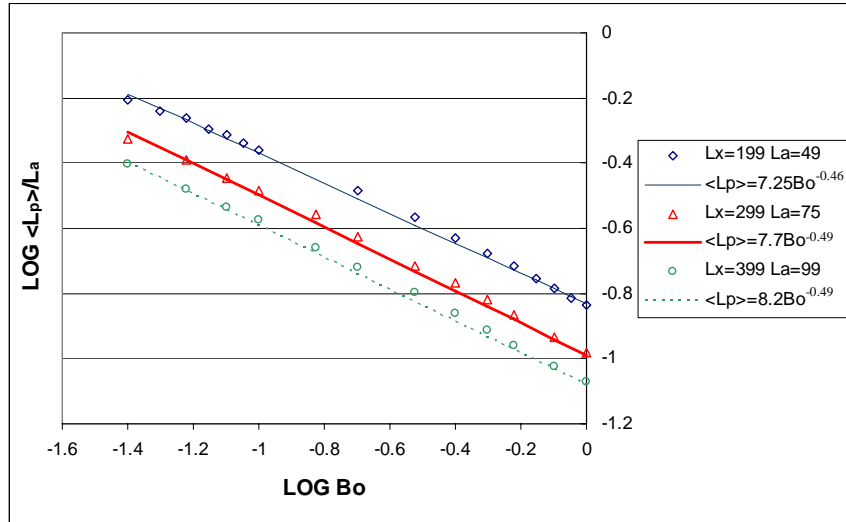


Figure II-25 : Profondeur moyenne en fonction du nombre de Bond, 3^{ème} zone.

Les courbes indiquent une loi en puissance avec un exposant de -0.49 proche de la valeur théorique -0.52 prédite par Prat et Bouleux (1999). On obtient donc l'équation générale :

$$\frac{\langle L_p \rangle}{a} = \alpha \left(\frac{Bo}{\Sigma} \right)^{-0.49}$$

L'exposant -0.52 est en fait retrouvé pour de très grands réseaux (cf Annexe A)

Evolution de la demi largeur moyenne $\langle L_{px} \rangle$ en fonction du nombre de Bond :

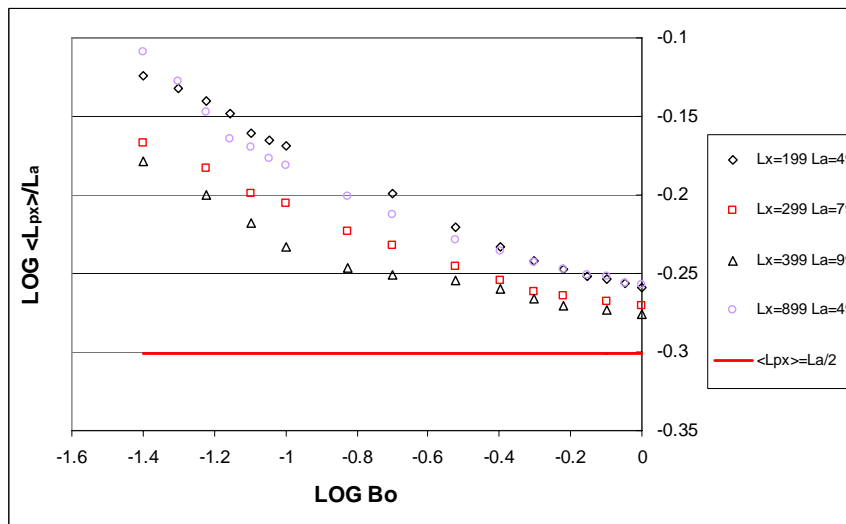


Figure II-26 : Evolution de la demi largeur moyenne en fonction du nombre de Bond, 3^{ème} zone.

La demi largeur moyenne, $\langle L_{px} \rangle$, de la poche de vapeur a tendance à tendre vers $\frac{L_a}{2}$

Calcul de l'écart type

L'évolution de l'écart-type s ($s = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (L_{pi} - \langle L_p \rangle)^2}$) des profondeurs de poche L_p en fonction du nombre de Bond est montrée sur la figure suivante

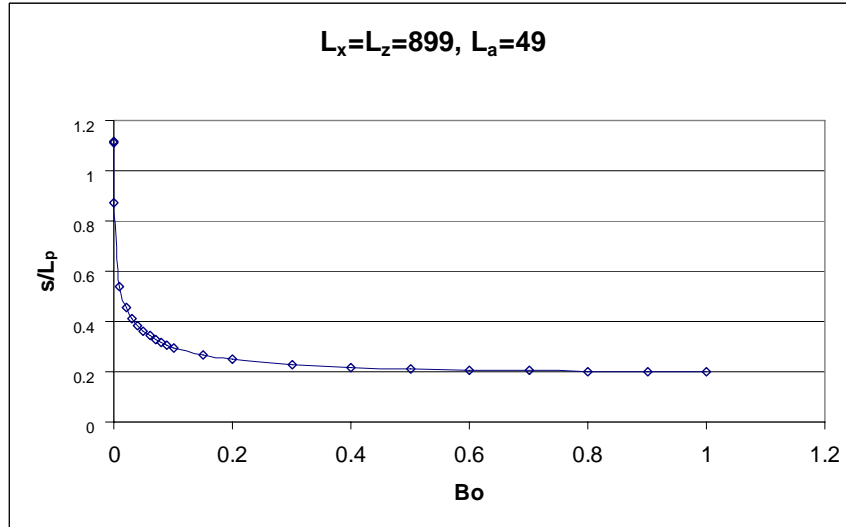


Figure II-27 : Evolution de l'écart type de L_p en fonction du nombre de Bond.

Cette évolution montre que l'écart-type diminue lorsque les effets stabilisants augmentent. Pour de faibles valeurs du nombre de Bond, l'invasion de la vapeur dans la mèche est contrôlée par les effets capillaires, donc par la taille du milieu. Comme le montre la figure II-27, l'écart-type est important dans ce cas. En revanche, la taille du réseau n'est plus un paramètre clé dès que les effets des forces stabilisantes deviennent importants.

Ceci est illustré sur le graphique ci-dessous (superposition des Figures II-24), qui montre que la taille du réseau ne contrôle pas l'invasion à nombre de Bond élevé car pour trois réseaux de tailles différentes, avec la même taille d'ailette, l'évolution de la profondeur moyenne $\langle L_p \rangle$ et de la demi largeur moyenne $\langle L_{px} \rangle$ est exactement la même.

Pour un nombre de Bond et une ailette de taille 49 on a aussi :

$$\langle L_p \rangle \approx 7.28 Bo^{-0.462} \quad \text{pour } Bo > 0.1$$

et

$$\langle L_{px} \rangle \rightarrow \frac{1}{2} L_a \quad \text{quand } Bo \rightarrow 1$$

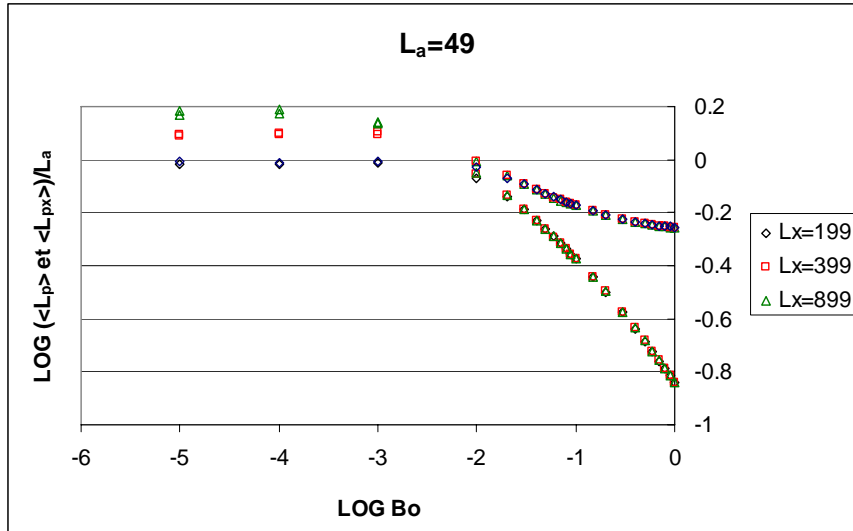


Figure II-28 : Evolution de la profondeur et de la $\frac{1}{2}$ largeur moyenne en fonction du nombre de Bond.

Pour une taille de réseau fixé, l'évolution de la profondeur de la poche de vapeur $\langle L_p \rangle$ en fonction de la taille de l'ailette (L_a) et du nombre de Bond est montré sur la figure suivante :

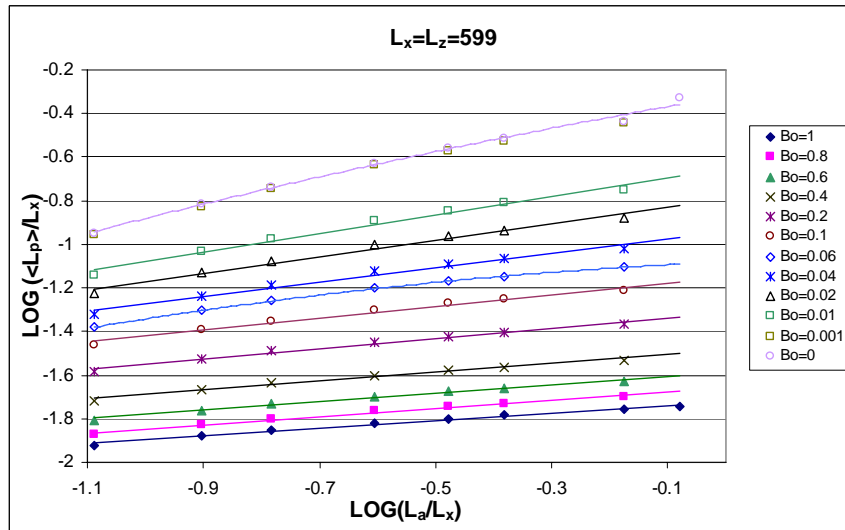


Figure II-29 : Evolution de la profondeur de poche moyenne en fonction de la taille de l'ailette

Dans la dernière zone où les effets stabilisants sont importants, la profondeur moyenne de la poche de vapeur $\langle L_p \rangle$ suit une loi puissance en fonction de la taille de l'ailette. Plus on tend vers $Bo=0$, plus on se rapproche de la loi définie dans le paragraphe II.4.1.1

II.4.1.2.2 Probabilité de distribution de L_p

Pour différents nombres de Bond, nous avons tracé la distribution des valeurs L_p/L_a et $\text{LOG}(L_p/L_a)$ et analysé l'allure de ces distributions à l'aide des valeurs particulières et des coefficients d'asymétrie et d'aplatissement.

Sur les histogrammes suivants on a tracé la loi normale qui nous sert de référence pour comparer les distributions. (en trait continu)

Les histogrammes ont été obtenus pour un réseau $L_x=L_z=4491$ et $L_a=241$.

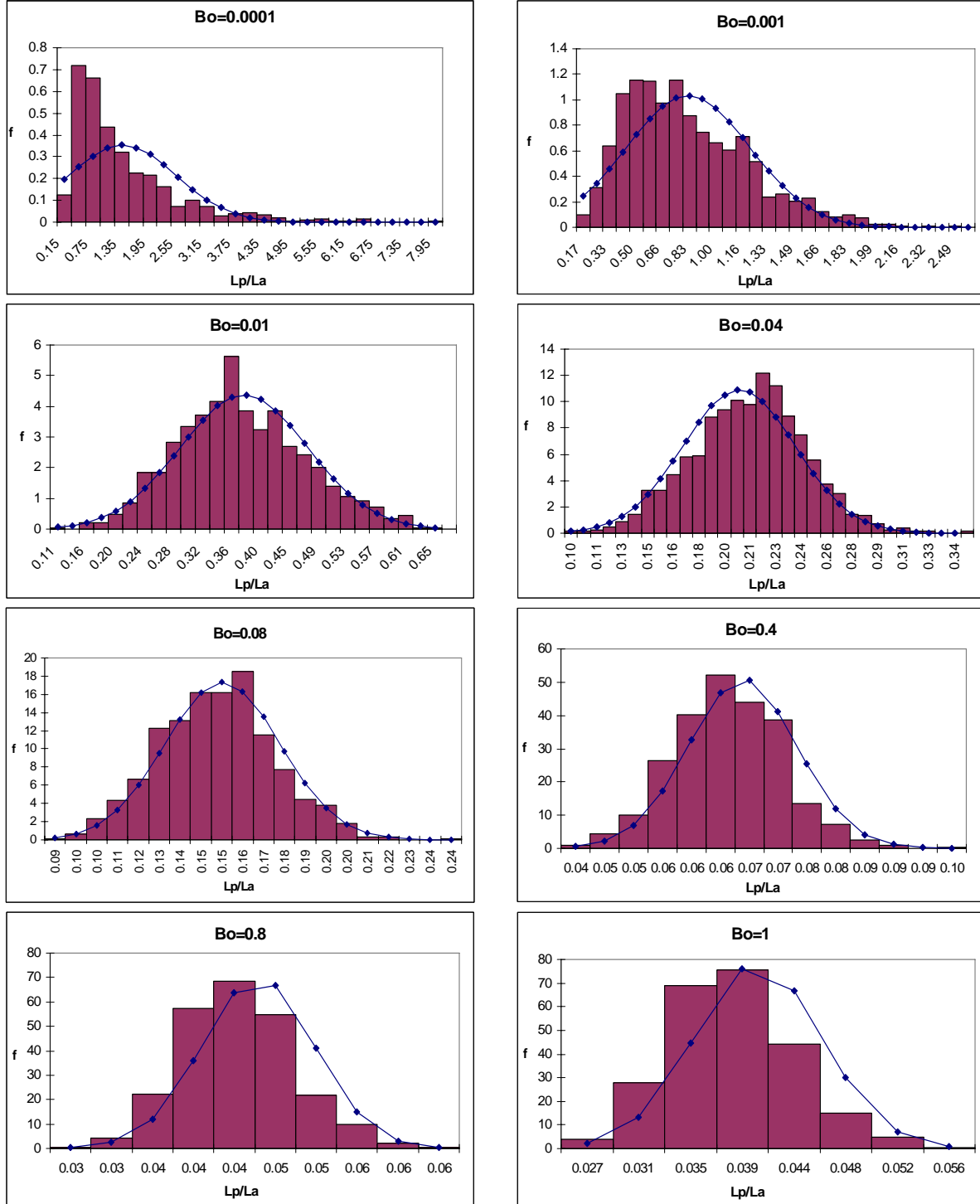


Figure II-30 : Evolution des distributions de L_p/L_a .

Les valeurs remarquables de la distribution sont comparées à celles de la distribution normale sur les tableaux suivants :

Bo	0.0001	0.001	0.01	0.02	0.04	0.06	0.07	0.08	0.1	0.2	0.4	0.6	0.8	0.9	1
Avant <L_p/L_a>	63.8	57.4	53.5	49.7	49.5	49.8	50.0	52.9	52.4	50.4	55.6	38.2	63.4	56	42.0
Après <L_p/L_a>	36.2	42.6	46.5	50.3	50.5	50.2	50.0	47.1	47.6	49.6	44.4	61.8	36.4	44	58.0
σ	85.3	69.4	68.2	66.5	69.5	68.6	65.9	68.3	69.9	69.2	72.5	69.9	74.9	57.1	78.3
2σ	94.2	95.7	95.1	95.4	95.7	95.3	95.1	95.3	96.4	96	96.2	97.5	93.1	98	96.1
3σ	98.1	99.4	99.8	99.7	99.6	99.8	99.7	99.8	99.7	99.8	99.5	99.8	99.9	100	99.9

Tableau des coefficients d'asymétrie et d'aplatissement :

Bo	0.0001	0.001	0.01	0.02	0.04	0.06	0.07	0.08	0.1	0.2	0.4	0.6	0.8	0.9	1
γ₁	1.93	0.83	0.27	0.15	-0.02	0.15	0.16	0.15	0.13	0.08	0.13	0.16	0.24	0.30	0.29
β₂	7.50	3.53	2.83	2.93	3.08	2.85	2.92	3.01	3.06	2.94	3.19	3.09	3.06	3.01	2.98

Les coefficients d'asymétrie et d'aplatissement nous donnent les mêmes informations que l'étude des valeurs particulières.

A Bond $\ll 1$ on observe une distribution très étalée sur la droite (dissymétrie gauche) avec une courbe beaucoup moins aplatie que celle de la gaussienne (courbe leptocurtique). Quand ce nombre de Bond augmente, la distribution tend vers une loi normale. A partir du moment où les effets stabilisants deviennent importants (dans ce cas à $Bo = 0.02$) on obtient pratiquement une distribution de type normal. Au cours de l'évolution du nombre de bond, les coefficients de Fisher et Pearson montrent bien que cette courbe suit une loi normale légèrement dissymétrique gauche.

A Bond élevé ($Bo > 0.6$), le nombre de classe est très faible, du coup on perd beaucoup d'informations et dans ce cas l'analyse des valeurs remarquables ne sert pas car elle nous donne pas la forme générale de la distribution.

A Bond faible, comme la distribution est fortement dissymétrique gauche, on examine si elle peut être considérée comme log-normale.

Toujours pour le réseau $L_x=L_z=4491$ et $L_a=241$, Nous avons tracé les histogrammes des valeurs $\text{Log}(L_p/L_a)$ pour différents nombre de Bond.

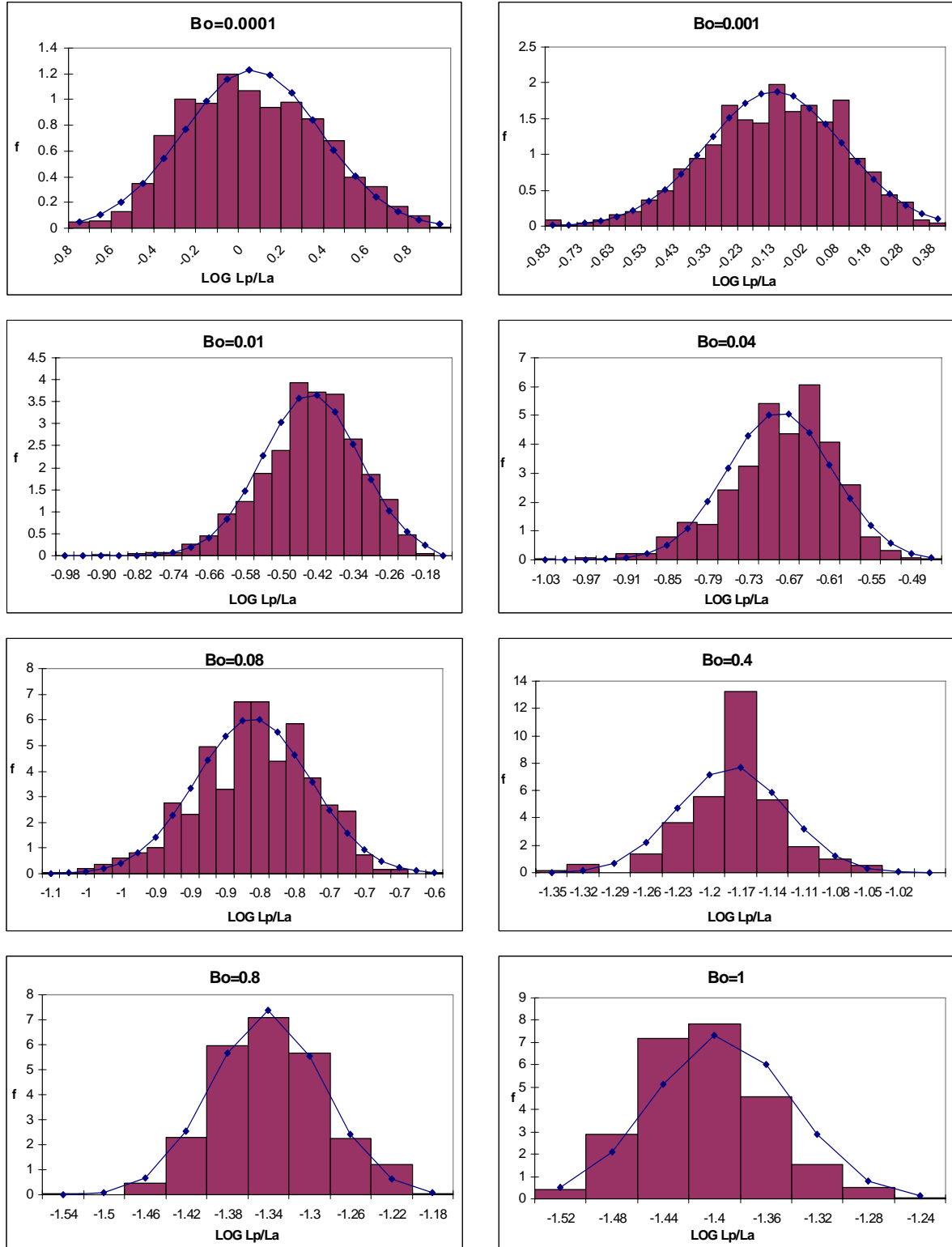


Figure II-31 : Evolution des distributions de $\text{LOG}(L_p/L_a)$.

Les valeurs remarquables de la distribution sont comparées à celles de la distribution normale sur les tableaux suivants :

Bo	0.0001	0.001	0.01	0.02	0.04	0.06	0.07	0.08	0.1	0.2	0.4	0.6	0.8	0.9	1
Avant < L_p/L_a >	52.4	48	48	47.6	45	49.8	50	46.1	52.4	50.4	55.6	38.2	35	56	42
Après < L_p/L_a >	47.6	52	52	52.4	55	50.2	50	53.9	47.6	49.6	44.4	61.8	65	44	58
σ	65.3	67.6	68.7	70.9	69.5	68.6	65.9	68.3	69.9	69.2	72.5	69.9	74.9	57.1	78.3
2σ	96.4	96.4	95.9	95.7	95	95.6	95.2	94.8	96.1	95.2	96.2	93.5	97.1	92.7	96.1
3σ	100	99.5	99.4	99.6	99.3	99.6	99.7	99.7	99.3	99.6	99.5	99.2	99.7	99.5	100

Tableau des coefficients d'asymétrie et d'aplatissement :

Bo	0.0001	0.001	0.01	0.02	0.04	0.06	0.07	0.08	0.1	0.2	0.4	0.6	0.8	0.9	1
γ_1	0.15	-0.31	-0.44	-0.48	-0.58	-0.31	-0.31	-0.29	-0.33	-0.30	-0.25	-0.20	-0.14	-0.06	-0.07
β_2	2.51	2.83	3.37	3.27	3.56	3.04	3.12	3.03	3.23	3.22	3.20	3.12	3.09	2.96	2.89

La distribution des valeurs LOG (L_p/L_a) tend vers une loi normale.

Comme dans le cas $Bo=0$, on observe une distribution presque log-normale avec une courbe un peu plus aplatie que celle de la gaussienne à Bond très faible. Quand ce nombre de Bond augmente, la distribution reste pratiquement une loi normale. Comme pour la distribution L_p/L_a , à Bond élevé, le nombre de classe est trop petit pour que les valeurs remarquables nous indiquent véritablement la nature de la distribution.

Comme la distribution L_p/L_a suit une loi de type normale, les distributions L_p/L_a et LOG (L_p/L_a) sont pratiquement identiques sauf qu'une est dissymétrique gauche et l'autre dissymétrique droite. En résumé, nous concluons que l'on passe d'une distribution log-normale à une distribution normale lorsqu'on passe du régime capillaire pur au régime où les forces stabilisantes sont importantes.

II.4.2 Cas 3D

En 3D le temps de calcul par réalisation est beaucoup plus important, et la taille mémoire prend beaucoup plus de place, les études statistiques sont donc faites sur des réseaux cubiques plus petits et sur un nombre de réalisations plus faible. Les statistiques ont été faites sur 1000 réalisations.

II.4.2.1 Ailette circulaire

II.4.2.1.1 Bond = 0

$L_x=L_z=L_y$	L_a	$\langle L_p \rangle / L_a$	$\langle L_{px} \rangle / L_a$	$\langle L_{pz} \rangle / L_a$	PR	PL	D
99	25	0.70	0.48	0.49	939	57	4
199		0.77	0.54	0.53	987	13	0
299		0.81	0.58	0.55	993	7	0
399		0.81	0.56	0.57	997	3	0
499		0.87	0.59	0.57	1000	0	0
99	51	0.55	0.40	0.39	724	266	10
199		0.71	0.49	0.49	942	54	4
299		0.76	0.52	0.52	971	29	0
399		0.83	0.55	0.55	984	16	0
499		0.88	0.60	0.59	996	4	0
99	77	0.43	0.33	0.32	374	608	18
199		0.62	0.44	0.44	833	158	9
299		0.71	0.48	0.49	939	59	2
399		0.79	0.51	0.53	965	35	0
499		0.81	0.54	0.56	263	1	0

Lorsque l'ailette devient inférieure à un quart de la profondeur du réseau, il n'y a aucun désamorçage, ceux-ci sont beaucoup moins fréquents que dans le cas 2D. Lorsque le réseau devient 20 fois plus grand que l'ailette, les percées latérales s'arrêtent.

La profondeur moyenne $\langle L_p \rangle$ de la poche de vapeur augmente aussi lorsque la taille du réseau augmente. Contrairement au cas 2D, cette taille $\langle L_p \rangle$ reste toujours inférieure au diamètre de l'ailette. Les demi largeurs moyennes selon l'axe x et z sont égales et sont inférieures à la moyenne L_p .

$\langle L_{px} \rangle = \langle L_{pz} \rangle \approx 0.7 \langle L_p \rangle$ ce qui est également différent du cas 2D où on avait $\langle L_{px} \rangle = \langle L_p \rangle$

II.4.2.1.2 Bond > 0

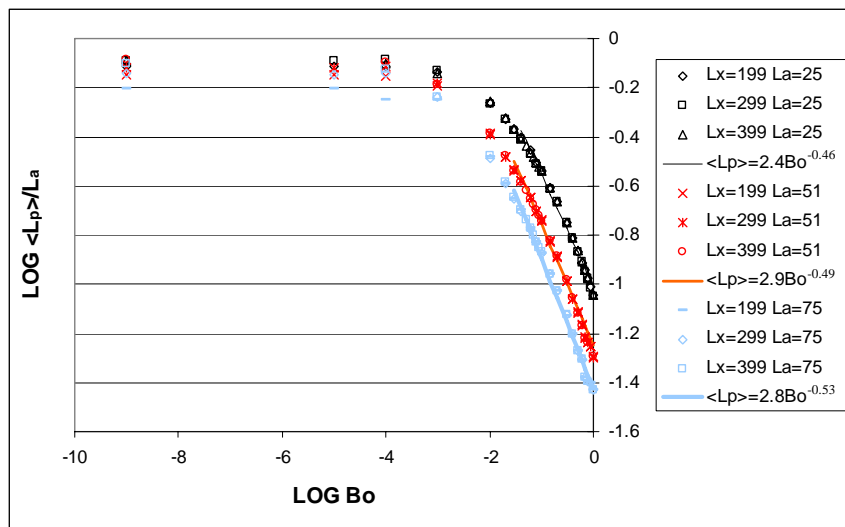


Figure II-32 : Evolution de la profondeur moyenne pour différentes tailles de réseau et d'ailette

Cette figure illustre l'évolution de la longueur moyenne de la zone de vapeur en fonction du nombre de Bond. On observe les trois mêmes régimes qu'en 2D.

Dans la région à Bond élevé (3^{ème} zone), quand les effets stabilisants sont importants, les graphes indiquent que la profondeur moyenne de la poche vapeur suit une loi puissance avec un exposant proche de -0.52 .

$$L_p = \alpha Bo^{-0.52} \quad \text{pour } Bo > 0.1 \text{ (le préfacteur } \alpha \text{ dépend de la taille du réseau)}$$

Comme en 2D, on constate que la taille du réseau contrôle l'invasion lorsque le nombre de Bond est petit, et que par contre elle ne joue aucun rôle dès que les effets des forces stabilisantes deviennent importants.

Les désamorçages sont beaucoup moins fréquents qu'en 2D

L'annexe A.2 présente l'étude de la distribution de L_p/L_a et de $\text{LOG}(L_p/L_a)$. Le comportement est le même qu'en 2D. A faible Bond la distribution de L_p/L_a est fortement dissymétrique gauche, et la distribution $\text{LOG}(L_p/L_a)$ est proche d'une loi normale légèrement dissymétrique droite.

II.4.2.2 Ailette rectangulaire, ligne vapeur

II.4.2.2.1 Bond = 0

Ici on étudie un cas plus proche de la configuration des évaporateurs.

$L_x=L_z=L_y$	L_a	$\langle L_p \rangle / L_a$	$\langle L_{px} \rangle / L_a$	PR	PL	D
199	25	0.94	0.65	999	1	0
299		0.89	0.63	1000	0	0
399		0.84	0.62	1000	0	0
469		0.83	0.62	1000	0	0
199	51	0.88	0.63	934	61	5
299		0.99	0.66	985	15	0
399		0.94	0.64	997	3	0
469		0.93		998	2	0
199	75	0.83	0.61	813	168	19
299		0.96	0.65	938	56	6
399		0.97		976	19	5
469		0.99		989	9	2

On constate que les désamorçages sont encore plus rares qu'avec une ailette circulaire, voir nuls dès que le réseau devient 6 fois plus grand que la largeur de l'ailette. Les percées latérales sont aussi peu fréquentes et s'annulent vite dès que le réseau devient 12 fois plus

grand que l'ailette. Apparemment dans ce cas, la taille de la profondeur de la poche de vapeur a tendance à augmenter pour tendre vers la taille de l'ailette puis ensuite à diminuer à partir du moment où les percées latérales sont pratiquement nulles. La demi largeur moyenne évolue de la même manière en restant plus faible que la moyenne de L_p/L_a .

II.4.2.2.2 $Bond > 0$

Comme dans les deux cas étudiés auparavant, on observe trois régimes qui décrivent l'évolution de la profondeur moyenne de la poche de vapeur.

On remarque aussi l'évolution en loi puissance de la profondeur moyenne en fonction du nombre de Bond lorsque celui-ci est grand.

On constate aussi que la taille du réseau ne joue aucun rôle dès que les effets des forces stabilisantes deviennent importants.

Tout ceci est illustré sur la figure suivante :

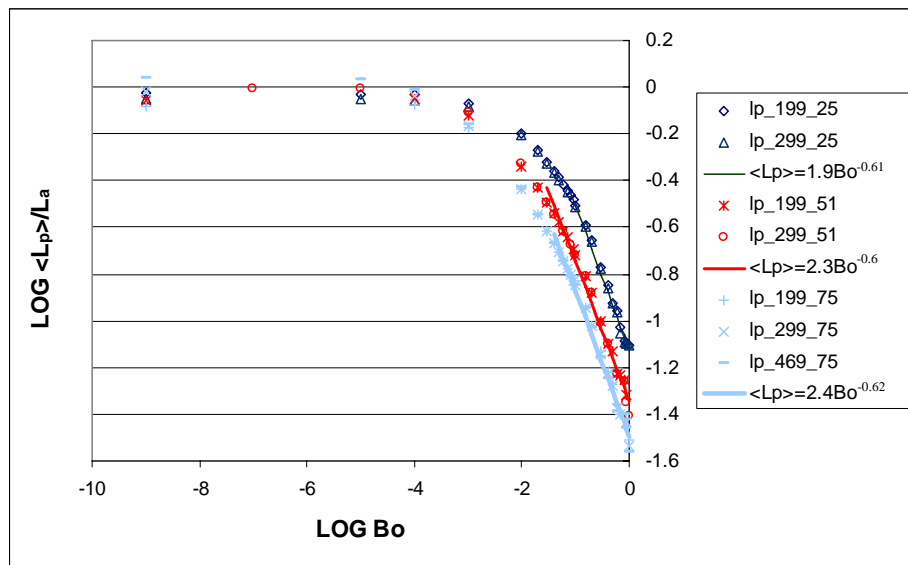


Figure II-33 : Evolution de la profondeur moyenne en fonction du nombre de Bond pour des ailettes de taille 25, 51 et 75.

Lorsque le nombre de Bond augmente et que les effets stabilisants sont importants, les courbes indiquent que l'évolution de L_p suit une loi puissance avec un exposant proche de **-0.62**.

$$L_p = \alpha Bo^{-0.62} \quad \text{pour } Bo > 0.1 \text{ (le préfacteur } \alpha \text{ dépend ici encore de la taille du réseau)}$$

L'annexe A.3 présente l'étude de la distribution de L_p et de $\text{LOG}(L_p/L_a)$. Le comportement est qualitativement le même que dans le cas précédent avec un ailette circulaire.

II.5 Essai de synthèse et applications aux évaporateurs capillaires

Plusieurs résultats intéressants émergent de cette étude statistique. Tout d'abord, les résultats sont très sensibles à la dimension de l'espace considéré lorsque la croissance est contrôlée uniquement par les forces capillaires. Ainsi pour un réseau très grand devant la taille de l'ailette, on a par exemple à la percée :

$$\langle L_p \rangle / L_a \approx 2 \text{ en 2D}$$

$$\langle L_p \rangle / L_a \approx 1 \text{ en 3D (ailette circulaire ou rectangulaire)}$$

Les fluctuations autour de ces valeurs moyennes sont, de plus, beaucoup plus marquées en 2D qu'en 3D. De façon intéressante, ces fluctuations et ces différences entre le cas 2D et le cas 3D s'atténuent considérablement lorsque les effets stabilisants ne sont plus négligeables. Ainsi pour $B_o \approx 0.1$ et une taille d'ailette proche de 50, les résultats en 2D et en 3D deviennent comparables avec $\langle L_p \rangle / L_a \approx 0.4$ en 2D et $\langle L_p \rangle / L_a \approx 0.3$ en 3D.

En d'autres termes, autant la situation paraît singulière en 2D dans la limite des effets capillaires dominants, autant l'approximation 2D peut présenter une « coupe » réaliste du problème 3D lorsque les effets stabilisants sont marqués. Il est donc intéressant de savoir ce qu'il en est dans le cas des évaporateurs capillaires, c'est-à-dire lorsque les effets visqueux sont à l'origine des effets stabilisants. Pour cela, l'idée est d'estimer le nombre capillaire de telle manière à pouvoir le comparer au nombre de Bond utilisé dans les simulations présentées dans ce chapitre.

En supposant un évaporateur parfait (rendement = 1), la vitesse de filtration dans le milieu poreux est donnée par

$$U = \frac{Q}{\rho_\ell L} \quad \text{où } Q \text{ est la densité de flux imposé, } L \text{ est la chaleur latente de}$$

vaporisation et ρ_ℓ est la masse volumique du liquide.

L'application de la loi de Darcy conduit alors à l'expression suivante du nombre Capillaire :

$$Ca = \frac{\mu_\ell Q a^2}{K \rho_\ell L \sigma}$$

En prenant des données représentatives des calculs présentées dans la suite : c'est-à-dire l'ammoniac comme fluide, un pas de réseau de $5 \cdot 10^{-2}$ mm et des densités de flux de l'ordre de $50\,000 \text{ W/m}^2$, on obtient $Ca \sim 10^{-2}$. Pour des nombres de Bond de valeur comparable, on est dans le régime où les effets stabilisants sont marqués.

Ceci suggère, en accord avec les simulations présentées par la suite, que lorsque la poche vapeur se développe, les effets stabilisants sont marqués et donc que les simulations 2D sont ici pertinentes (ce qui serait beaucoup moins vrai dans le régime dominé par la capillarité).

II.6 Conclusion

Dans ce problème, nous avons utilisé les arguments de la percolation d'invasion en 2D et 3D, pour obtenir les principaux résultats suivants :

- à faible nombre de Bond (croissance dominée par les effets capillaires), l'extension de la zone vapeur est contrôlée par la géométrie du système (taille de l'ailette et du réseau) et les résultats sont fort différents entre le cas 2D et le cas 3D,
- à fort nombre de Bond, les forces stabilisantes ont pour effet de limiter l'expansion de la zone vapeur en favorisant son expansion latérale. Les différences entre les résultats 2D et 3D sont alors beaucoup moins marquées que dans la limite capillaire.

Ces résultats suggèrent qu'il est préférable d'éviter la situation où la croissance est dominée par la capillarité, cette situation étant la plus défavorable en termes de risque de désamorçage. Pour cela, il est intéressant de travailler avec des matériaux à distributions de tailles de pores aussi étroites que possible (augmenter la largeur de la distribution a un effet équivalent à diminuer le nombre de Bond). (Voir chapitre VII-4)

Par ailleurs, l'estimation du nombre capillaire comme les résultats montrés dans la suite de ce travail indiquent que l'effet des forces stabilisantes est marqué dans nos simulations de vaporisation (cf Chapitres suivants) lorsque la poche vapeur apparaît. Sur la base des résultats présentés dans ce chapitre, on en conclut d'une part que la géométrie 2D adoptée dans la suite est une approximation intéressante et pertinente du problème complet et non une situation singulière (ce qui serait le cas si la croissance était uniquement contrôlée par la capillarité) et d'autre part qu'un modèle à front rugueux semble bien adapté à la situation étudiée (par opposition à un modèle à zone diphasique).

Chapitre III : Modélisation mixte des transferts de masse et de chaleur avec changement de phase au sein d'un milieu poreux

III.1 Introduction

La configuration physique retenue est celle d'un évaporateur cylindrique telle qu'elle a été décrite précédemment. Dans ces conditions, si l'on admet qu'il n'y a pas d'assèchement sur la ligne d'alimentation liquide, c'est-à-dire que le pompage capillaire est bien assuré tout le long de l'évaporateur, on peut considérer qu'à l'intérieur de la mèche l'écoulement est radial et, compte tenu des dimensions des différentes parties de l'évaporateur, analyser les phénomènes, en toute rigueur tridimensionnels, en configuration 2D orthonormée.

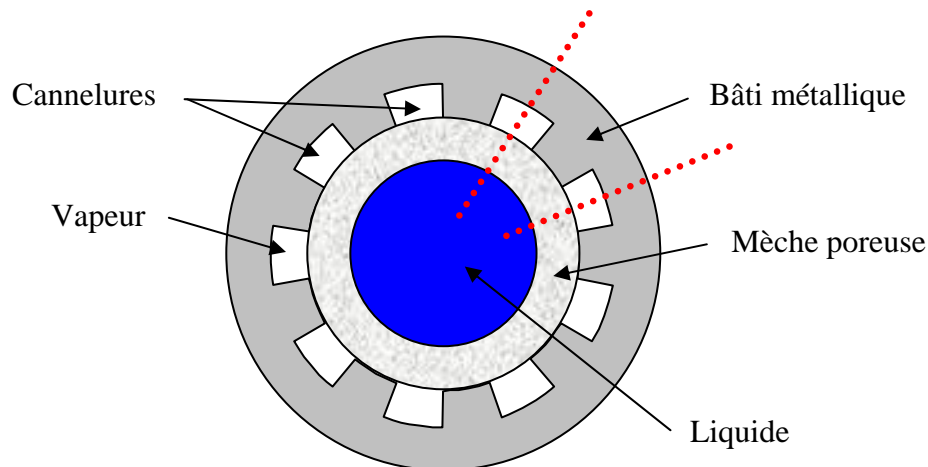


Figure III-1 : Evaporateur cylindrique

Compte-tenu des symétries du système, la section d'étude sera dès lors constituée par l'élément de mèche poreuse (avec présence ou non d'une poche vapeur) et l'élément de bâti métallique qui lui est associé (avec des cannelures soit dans le bâti soit dans la mèche), comme indiquée sur la figure suivante :

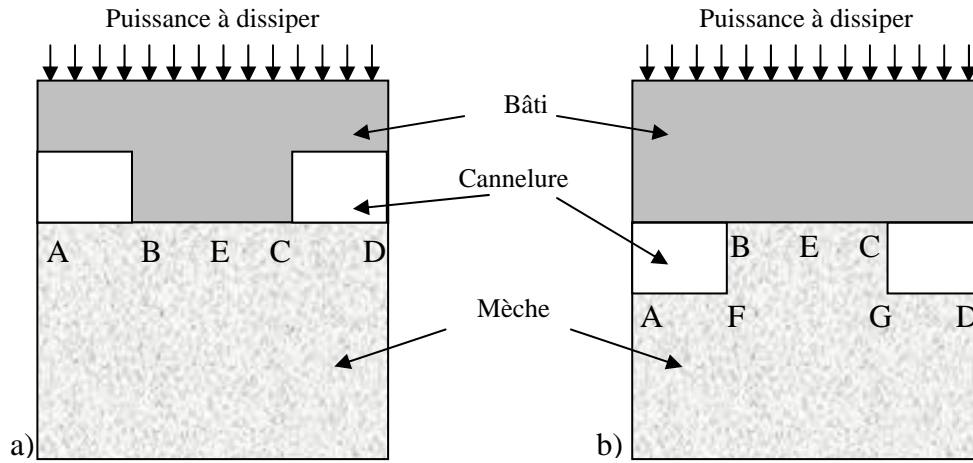


Figure III-2 : Section des évaporateurs étudiée

a) cannelures dans le bâti ; b) cannelures dans la mèche

La configuration géométrique est une configuration 2D, dans laquelle le réseau est constitué :

- de grains solides,
- de pores,
- de liaisons.

La mèche poreuse est donc représentée par un réseau carré de pores et de liaisons en 2D :

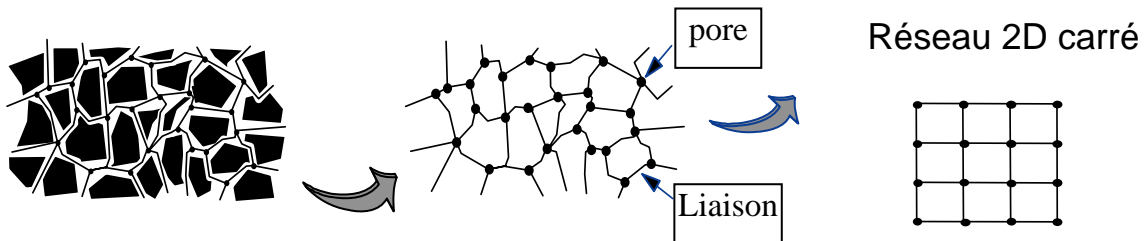


Figure III-3 : Schématisation d'une mèche poreuse en 2D

Le liquide ou la vapeur peuvent s'écouler à travers les pores et les liaisons. Le réseau sert essentiellement à gérer l'effet de la capillarité. Un ménisque se bloque à l'entrée d'une liaison lorsque la contrainte suivante est satisfaite :

$$P_v - P_\ell \leq \frac{2\sigma}{r}$$

où P_v et P_ℓ désignent respectivement la pression dans le liquide et dans la vapeur de part et d'autre du ménisque. $\frac{2\sigma}{r}$ représente le seuil de pression capillaire qu'il faut atteindre pour envahir la liaison de rayon r . Dans ce modèle, le rayon des liaisons est distribué aléatoirement suivant une loi choisie (uniforme, gaussienne, bimodale, etc) entre deux bornes r_{\min} et r_{\max} .

III.2 Modèle Mathématique

Les hypothèses du modèle sont les suivantes :

- pas de gravité,
- processus stationnaire,
- radiations négligées,
- masse volumique constante dans la phase liquide,
- contact parfait entre la mèche et le bâti métallique,
- réenvahissement et condensation négligés,
- équations de champs homogénéisées,
- seuils de pression capillaire distribués sur un réseau,
- liquide parfaitement mouillant (angle de contact = 0).

Equation de la conduction dans l'ailette métallique :

$$\nabla(\lambda_a \nabla T) = 0 \quad (\text{III-1})$$

Equation de la chaleur dans la mèche poreuse : on tient compte des termes convectifs.

- Phase liquide :

$$(\rho C_p)_\ell U_\ell \nabla T = \nabla \cdot (\lambda_\ell^* \nabla T) \quad (\text{III-2})$$

$$\text{avec } \nabla \cdot U_\ell = 0 \quad (\text{III-3})$$

$$\text{et } U_\ell = -\frac{K}{\mu_\ell} \nabla P \quad (\text{III-4})$$

- Phase vapeur :

$$(\rho C_p)_v U_v \nabla T = \nabla \cdot (\lambda_v^* \nabla T) \quad (\text{III-5})$$

$$\nabla \cdot (\rho_v U_v) = 0 \quad \text{avec} \quad \rho_v = \frac{PM}{RT} \quad \text{et} \quad U_v = -\frac{K}{\mu_v} \nabla P \quad (\text{III-6})$$

$$\text{donc } \nabla \cdot \left(-\frac{PM}{RT} \frac{K}{\mu_v} \nabla P \right) = 0 \quad (\text{III-7})$$

λ_v^* et λ_ℓ^* sont respectivement la conductivité thermique équivalente de la mèche saturée par la phase vapeur et de la mèche saturée par la phase liquide.

Les modèles utilisés pour évaluer la conductivité thermique équivalente sont fondés sur l'identification du milieu poreux à une structure géométrique simple. Plusieurs modèles de conductivité thermique équivalente existent (cf Chapitre I), les modèles série et parallèle conduisent respectivement aux valeurs limites inférieure et supérieure de λ_i^* . Les autres relations sont intermédiaires entre ces deux modèles. Donc dans notre cas, sauf spécification contraire, la conductivité équivalente de la mèche poreuse sera la moyenne entre le modèle série et le modèle parallèle.

$$\lambda_{pi}^* = \varepsilon \lambda_i + (1 - \varepsilon) \lambda_m \quad \text{Modèle parallèle} \quad \text{avec } i = \ell \text{ ou } v$$

$$\lambda_{si}^* = \frac{\lambda_m \lambda_i}{\varepsilon \lambda_m + (1 - \varepsilon) \lambda_i} \quad \text{Modèle série}$$

où ε est la porosité de la mèche et λ_m la conductivité thermique du matériau constituant la matrice poreuse.

$$\text{Donc} \quad \lambda_i^* = \frac{\lambda_{pi}^* + \lambda_{si}^*}{2}$$

Dès qu'il y a formation d'un front dans le milieu poreux, il convient de prendre en compte les lois de transferts à l'interface qui s'écrivent :

Conservation de la masse à l'interface liquide/vapeur

$$\rho_v U_v = \rho_\ell U_\ell \quad (\text{III-8})$$

Bilan à l'interface liquide/vapeur au niveau de l'interface mèche/cannelure

$$[-\lambda_\ell^* \nabla T] \vec{n} = L \dot{m} \quad \text{avec } \dot{m} \text{ (ou } q_m/S) \text{ en kg/m}^2/\text{s} \quad (\text{III-9})$$

où L est la chaleur latente de changement de phase et \dot{m} le débit de vaporisation

Bilan à l'interface liquide/vapeur du flux de chaleur dans le poreux :

$$[-\lambda_\ell^* \nabla T] \vec{n} = [-\lambda_v^* \nabla T] \vec{n} + L \dot{m} \quad (\text{III-10})$$

Nous utilisons la loi de Clausius - Clapeyron donnant la valeur de la pression de saturation en fonction de la température.

Soit $P_s(T_{\text{sat}}) = P_{\text{réf}} \exp\left(-A \left[\frac{1}{T_{\text{sat}}} - \frac{1}{T_{\text{réf}}}\right]\right)$ $P_{\text{réf}}$ et $T_{\text{réf}}$ étant les conditions thermodynamiques

de référence, P_{sat} et T_{sat} sont les conditions de saturation, et $A = LM/R$ avec L la chaleur latente de vaporisation, M la masse molaire du gaz et R la constante des gaz parfait.

III.3 Conditions aux limites

Zone d'alimentation liquide :

La température et la pression du liquide en entrée du réservoir sont maintenues constantes, à un niveau thermodynamique correspondant au sous refroidissement (ΔT_o) désiré.

$$T = T_o = T_{\text{sat}} - \Delta T_o, \quad P = P_s(T_{\text{sat}})$$

Faces latérales :

Pour des raisons de symétrie notre étude se focalisera sur une portion de l'évaporateur où l'on considère une largeur entière d'ailette avec des demi cannelures de chaque côté car la répartition du diamètre des liaisons de la mèche n'est pas forcément symétrique. De ce fait les conditions aux limites sur les faces latérales seront des conditions de périodicités.

Zone de contact mèche/ailette :

Le contact entre l'ailette et la mèche est sans nul doute la condition la plus difficile à modéliser. En effet, dans la littérature on qualifie souvent ce contact de fort, la mèche étant introduite en force dans le bâti métallique, à l'assemblage de l'évaporateur. Cette technique n'assure toutefois pas un contact parfait sur toute la longueur de la mèche, et peut localement modifier sensiblement les propriétés thermohydrauliques de celle-ci. Dans notre cas nous considérons un contact fort (Frontière imperméable).

$$\frac{\partial P}{\partial z} = 0, \quad \lambda_a \frac{\partial T}{\partial z} = \lambda_i^* \frac{\partial T}{\partial z} \quad i = \ell \text{ (liquide) ou } v \text{ (vapeur)}$$

Dans la cannelure :

$$T = T_{\text{can}} = T_s(P_{\text{can}})$$

$$P = P_{\text{can}}$$

On suppose qu'il y a un écoulement de la vapeur qui se déplace en direction du condenseur. Comme les conditions sur les bords sont périodiques on aurait très bien pu représenter notre section 2D de la manière suivante (Figure III-4), mais pour mieux voir l'évolution de la poche vapeur nous l'avons modélisée comme sur la figure III-2.

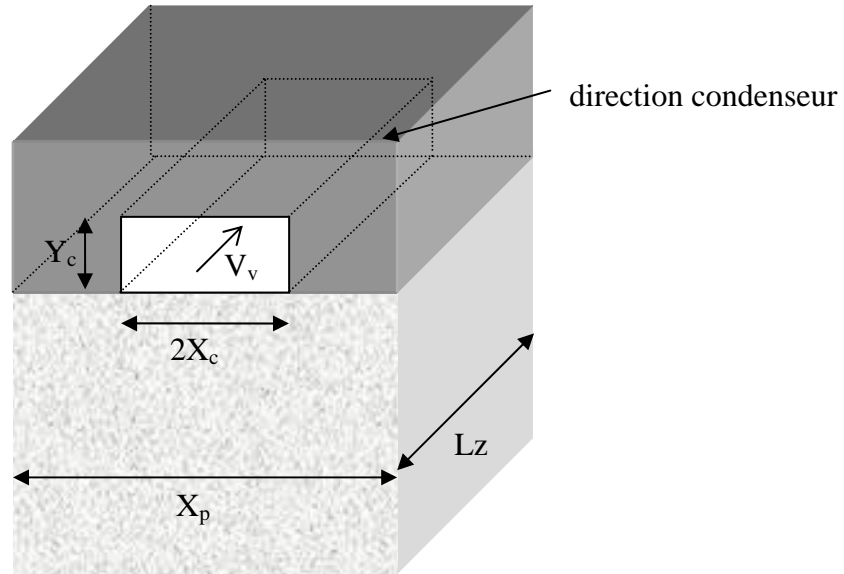


Figure III-4 : Modélisation de la cannelure pour le calcul de la vitesse de la vapeur

Calcul de la vitesse de l'écoulement dans la cannelure (V_v)

q_m est le débit massique de vapeur sortant dans la cannelure en kg/s.

$$q_m = \rho_l U_f \cdot X_p \cdot L_z = \rho_v V_v \cdot 2X_c \cdot Y_c \quad (U_f \text{ la vitesse du fluide à l'entrée du milieu poreux})$$

Zone de contact bâti/cannelure :

On tient compte des pertes par convection dues à l'écoulement de la vapeur dans la cannelure au niveau du contact entre le bâti métallique et la rainure.

$$\lambda_a \frac{\partial T}{\partial y} = h_c (T - T_{can})$$

$$-\lambda_a \frac{\partial T}{\partial x} = h_c (T - T_{can})$$

Le coefficient d'échange de chaleur h_c entre le bâti métallique et l'écoulement de la vapeur est calculé par la corrélation proposée par Sleicher et Rouse (1975) pour des écoulements entièrement développés dans des conduites circulaires.

$$h_c = \frac{Nu \cdot \lambda_v}{D}$$

$$\text{avec } Nu = 5 + 0.015 Re^a Pr^b \quad a = 0.88 - \frac{0.24}{4 + Pr} \quad \text{et} \quad b = \frac{1}{3} + 0.5e^{-0.6Pr}$$

$$Re = \frac{V_v \rho_v D_h}{\mu_v} \quad \text{avec } D_h \text{ le diamètre hydraulique de la section de la cannelure}$$

$$\text{soit } D_h = \frac{4S}{P} = \frac{8Y_c X_c}{4X_c + 2Y_c} \quad (\text{voir Figure III-4 pour les dimensions})$$

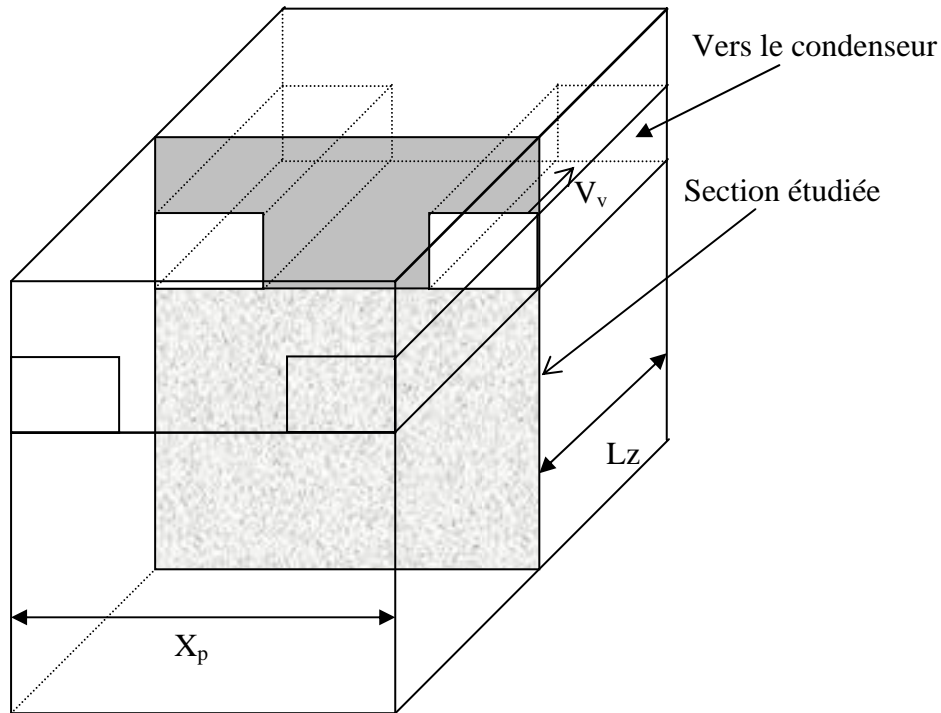


Figure III-5 : Représentation de la section étudiée sur un modèle en 3D

Interface mèche/cannelure :

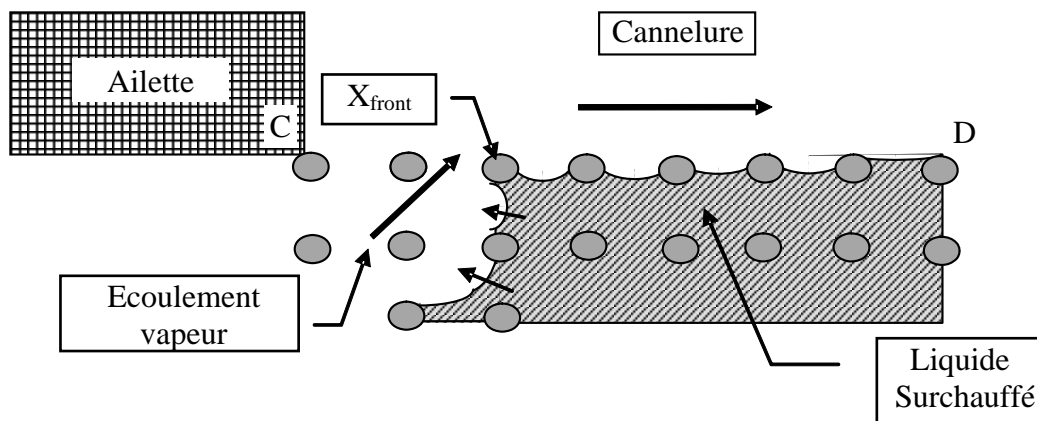


Figure III-6 : Modélisation de l'interface Mèche/Cannelure

La zone d'interface entre la mèche et la cannelure est une zone d'équilibre entre la phase vapeur et le liquide surchauffé. Le lien entre ces deux phases se fait par l'intermédiaire de ménisques plus ou moins creux.

Dans cette configuration, de la vapeur formée au sein du milieu s'écoule vers la cannelure et du liquide surchauffé se trouve en équilibre avec la vapeur. On identifie donc deux zones au niveau de l'interface mèche/cannelure :

- Une zone à travers laquelle la vapeur formée dans le milieu poreux s'écoule (CX_{front}),
- Une zone de quasi équilibre liquide/vapeur ($X_{\text{front}}D$).

Sur la première zone (CX_{front}), nous supposons la pression constante et égale à la pression de la cannelure. La différence de pression entre la face d'alimentation liquide de la mèche et la pression dans la cannelure étant, mis à part la pression capillaire, la chute de pression à travers la mèche. On tient compte des transferts thermiques par conduction et des pertes par convection.

$$-\lambda_v^* \frac{\partial T}{\partial y} = h_c (T - T_{\text{can}})$$

$$P = P_s(T_{\text{can}})$$

Sur la deuxième zone ($X_{\text{front}}D$), nous supposons que la température est constante et égale à la température de saturation correspondant à la pression de la cannelure.

$$T = T_{\text{can}}$$

Il est à noter que dans le chapitre IV (pas de poche vapeur) le point X_{front} sera confondu avec le point C.

Interface liquide/vapeur dans la mèche

La température à l'interface est égale à la température de saturation à la pression de la vapeur au niveau de l'interface.

$$T_{\text{int}} = T_v = T_s(P_v) = T_\ell$$

où P_v est la pression de la vapeur au niveau de l'interface liquide/vapeur.

Sur le schéma représenté ci-dessous, on indique les conditions limites en pression et en température.

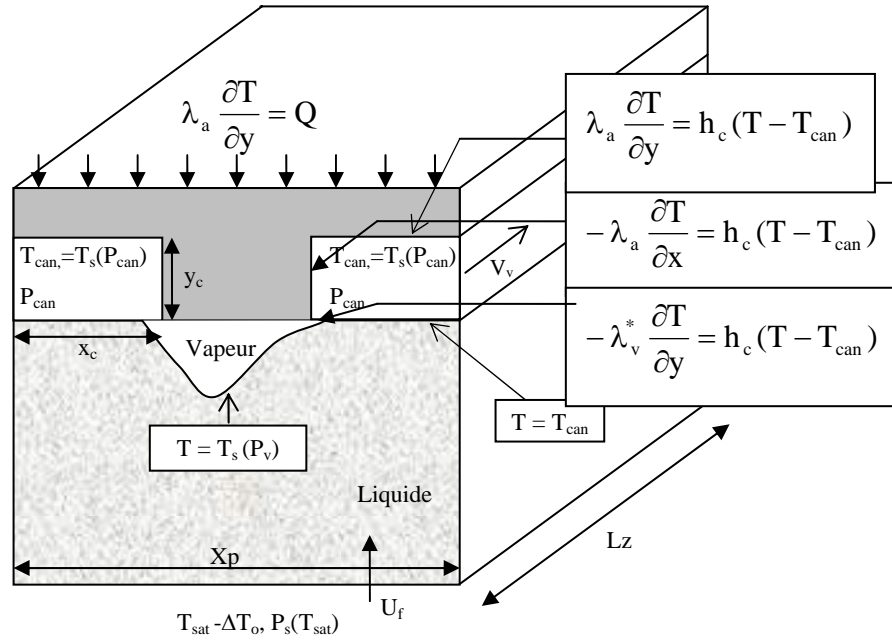


Figure III-7 : Conditions limites

Chutes de pression dans la boucle :

La vapeur produite au sein de l'évaporateur est collectée par les cannelures puis ensuite propulsée vers le condenseur où elle se liquéfie en restituant la chaleur absorbée lors de la vaporisation. Cet écoulement implique donc qu'il y a une surpression de la vapeur dans les cannelures. Cette surpression est calculée en supposant que, la pression de la vapeur en sortie de l'évaporateur est à la pression P_1 qui est égale à la pression en entrée de la mèche, et que l'écoulement subit une chute de pression linéaire (ΔP_{reste}). Cette loi de chutes de pression est définie ci-dessous.

Dans une boucle la chute de pression totale est la somme des chutes de pression au sein des différents composants, c'est-à-dire successivement ligne vapeur, condenseur, ligne liquide, mèche poreuse et cannelure vapeur, soit

$$\Delta P_{Total} = \Delta P_{LV} + \Delta P_{CO} + \Delta P_{LL} + \Delta P_{mèche} + \Delta P_{cannelure}$$

En présence d'une poche vapeur dans la mèche, la chute de pression dans la mèche peut se décomposer schématiquement en chute de pression dans la partie liquide et chute de pression dans la partie occupée par la vapeur, soit

$$\Delta P_{\text{Total}} = \Delta P_{\text{VL}} + \Delta P_{\text{CO}} + \Delta P_{\text{LL}} + \Delta P_{\text{mècheL}} + \Delta P_{\text{mècheV}} + \Delta P_{\text{cannelure}}$$

L'ensemble de ces chutes de pression est équilibré par la pression capillaire P_c (tant que la limite de fonctionnement capillaire n'est pas atteinte) :

$$P_c = \Delta P_{\text{Total}} = \Delta P_{\text{VL}} + \Delta P_{\text{CO}} + \Delta P_{\text{LL}} + \Delta P_{\text{mècheL}} + \Delta P_{\text{mècheV}} + \Delta P_{\text{cannelure}}$$

Dans notre modèle, nous imposons la pression $P_{\text{sat}}(T_{\text{sat}})$ à l'entrée de la section d'évaporateur et nous supposons une chute de pression linéaire avec le débit massique dans le reste de la boucle. Soit

$$P_c = \Delta P_{\text{Total}} = \Delta P_{\text{mècheL}} + \Delta P_{\text{mècheV}} + \Delta P_{\text{reste}}$$

avec

$$\Delta P_{\text{reste}} = P_{\text{can}} - P_{\text{sat}} = \frac{q_m L_0 \mu_v}{S \kappa \rho_v}$$

S correspond donc à la surface des cannelures où passe le débit massique dans un évaporateur

$3D, \frac{q_m}{S \rho_v} = V_v$ où V_v est la vitesse de la vapeur s'écoulant dans les cannelures; L_0 correspond

donc à la longueur de la conduite et κ à la section de cette conduite dans laquelle on suppose que ce débit de vapeur s'écoule en entraînant une chute de pression.

Pour fixer la chute de pression totale dans la boucle on joue donc avec ces deux paramètres L_0 et κ . On fixe L_0 et κ qui resteront toujours les mêmes lorsque le flux augmente. Cette loi de chutes de pression sera toujours la même sauf mention contraire

Il est clair qu'un modèle plus réaliste consisterait à coupler notre modèle à un modèle de boucle. Ceci conduirait à une évolution des conditions thermodynamiques du fluide en entrée de l'évaporateur avec la puissance imposée et à des évolutions non nécessairement linéaires de la chute de pression (ΔP_{reste}) avec le débit de vaporisation.

Les propriétés géométriques du domaine physique sont données ci-dessous :

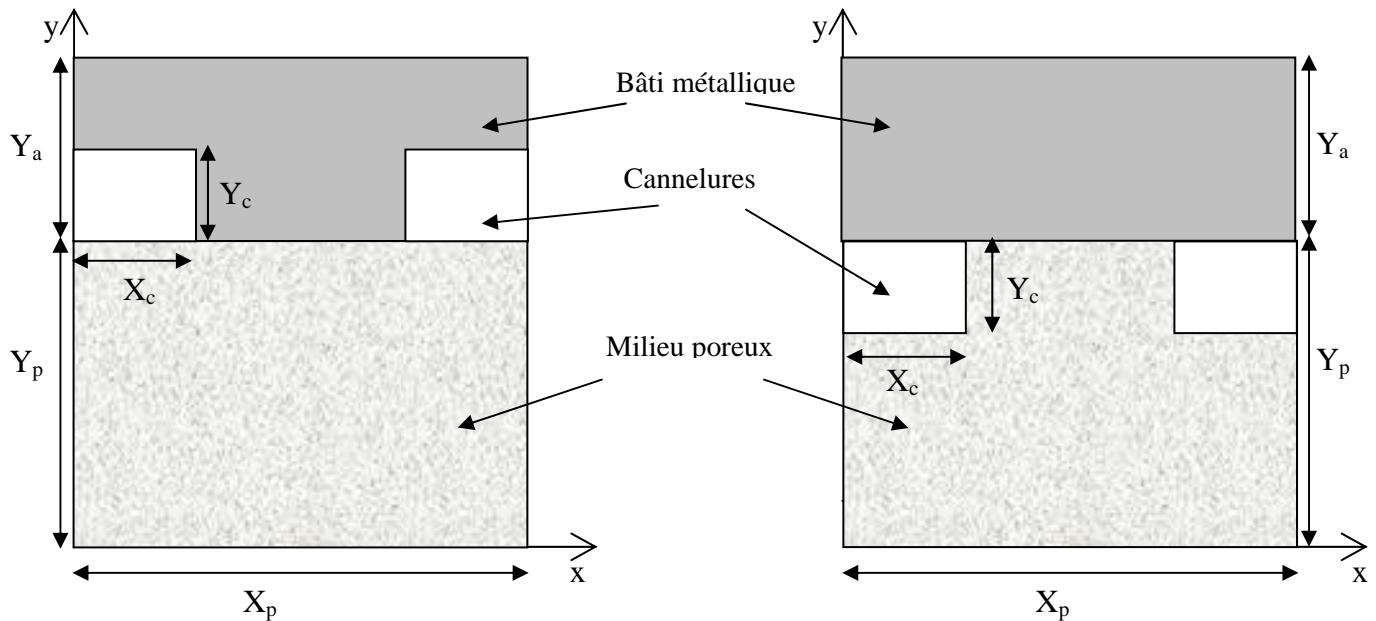


Figure III-8 : Propriétés géométriques du domaine

- Longueur de l'ailette $X_p = 10 \text{ mm}$
- Epaisseur de l'ailette $Y_a = 3 \text{ mm}$
- Epaisseur de la mèche $Y_p = 5 \text{ mm}$
- Longueur de la cannelure $X_c = 2 \text{ mm}$
- Epaisseur de la cannelure $Y_c = 1,5 \text{ mm}$
- Profondeur de la mèche $L_z = 4 \text{ cm}$

Les propriétés des matériaux et du fluide sont également données ci-dessous :

- Pour l'ailette
 - Conductivité thermique $\lambda_a = 22 \text{ W/m/K}$
- Pour le fluide ammoniac à $T_{\text{sat}} = 283 \text{ K}$ et $P_s(T_{\text{sat}}) = 6.1505 \text{ bar}$
 - En phase liquide
 - Conductivité thermique $\lambda_\ell = 0,52912 \text{ W/m/K}$
 - Masse volumique $\rho_\ell = 624,64 \text{ kg/m}^3$
 - Viscosité dynamique $\mu_\ell = 153 \cdot 10^{-6} \text{ Pa.s}$
 - Capacité calorifique $C_{p\ell} = 4675,7 \text{ J/kg/K}$

- En phase vapeur
 - Conductivité thermique $\lambda_v = 0,024365 \text{ W/m/K}$
 - Masse volumique $\rho_v = 4,8679 \text{ kg/m}^3$
 - Viscosité dynamique $\mu_v = 9,36 \cdot 10^{-6} \text{ Pa.s}$
 - Capacité calorifique $C_{pv} = 2841,3 \text{ J/kg/K}$
 - Chaleur latente $L = 1225,58 \text{ kJ/kg}$
 - Tension superficielle $\sigma = 0,029589 \text{ N/m}$
- Pour les différentes mèches
 - Perméabilité $K = 4 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2$
 - Porosité $\varepsilon = 0,25$
 - Diamètre moyen des liaisons $\varnothing_{\text{moy}} = 7 \text{ }\mu\text{m}$
 - Conductivité thermique de la matrice $0.2 < \lambda_m < 90 \text{ W/m/K}$

λ_m	λ^*_l	λ^*_v
0.2	0.26	0.11
1	0.85	0.42
5	2.74	1.93
10	4.73	3.80
18	7.79	6.80
30	12.32	11.30
40	16.08	15.05
50	19.84	18.80
60	23.60	22.55
80	31.10	30.05

Tableau III- 1: Valeurs des conductivités thermiques effectives en fonction de la conductivité thermique de la matrice poreuse

Nous étudierons des solutions stationnaires où, dans un premier temps, pour de faibles flux, les cannelures seront saturées de vapeur et le milieu poreux saturé de liquide et où, dans un deuxième temps, pour des flux plus élevés, il y aura formation d'une poche de vapeur dans la mèche poreuse. Les méthodes de résolution pour chacun de ces cas (mèche saturée et mèche avec poche) sont présentées respectivement dans les chapitres IV et V.

III.4 Remarques et commentaires

Différents points méritent d'être notés concernant la modélisation présentée. Par exemple, la résistance aux transferts sur l'interface liquide/vapeur au sein du milieu poreux est négligée. Il est connu que dans ces problèmes de vaporisation au voisinage de parois solides, les transferts sont contrôlés en partie par les microrégions (voir par exemple Van Carey (1992)), zones de très faibles extensions au voisinage de la paroi où s'effectue l'essentiel de la vaporisation. La prise en compte de ces effets dans les modèles de transferts en poreux est encore embryonnaire (Krustalev et Faghri (1995)). Il serait sans doute intéressant de reprendre l'analyse de Krustalev et Faghri de façon à prendre en compte ces phénomènes dans notre modèle. Encore une fois, notre démarche vise cependant plus à comparer différentes solutions, ou à comprendre l'influence de tel ou tel paramètre qu'à déterminer de façon extrêmement précise les performances de l'évaporateur. Il n'est donc pas très gênant à notre avis de négliger la résistance interfaciale à la vaporisation sur les ménisques. De la même manière, aucun coefficient de transfert interfacial n'est introduit côté vapeur, lorsque le liquide est en contact avec la cannelure. On s'appuie pour cela sur les résultats de Kaya et Goldak (2006), qui ont montré que la prise en compte d'un tel coefficient n'avait qu'une très faible incidence sur les résultats.

Comme annoncé dans l'introduction, le modèle n'est pas couplé avec le reste de la boucle (à part pour l'évolution du coefficient de transfert convectif avec le débit). En particulier, les conditions d'entrée (température et pression) du liquide dans la mèche ne varient pas avec la charge thermique imposée, contrairement à ce qui se passe dans une boucle. Si, encore une fois, cela ne devrait pas affecter nos conclusions d'un point de vue qualitatif, il n'en reste pas moins qu'il serait intéressant de coupler notre code à un modèle, même sommaire, de boucle.

Enfin notre modèle se distingue sur plusieurs aspects importants des modèles évoqués dans la partie bibliographique du Chapitre I et notamment du modèle réseau réalisé par Figus dans une thèse précédente (Figus (1996)). Ainsi les termes convectifs sont pris en compte dans l'équation de l'énergie dans la zone liquide comme dans la zone vapeur. L'écoulement dans la phase vapeur est à masse volumique variable. Les pertes par convection dans la cannelure sont prises en compte. L'équation de l'énergie (qui se réduit à une équation de conduction pure) est résolue également dans le bâti métallique. Le modèle est mixte. Il fait

intervenir comme paramètres de transport des paramètres macroscopiques : perméabilité et conductivités thermiques effectives, c'est-à-dire les données classiquement utilisées pour caractériser un milieu poreux. Aucune hypothèse de symétrie n'est faite (domaine de calcul avec deux cannelures) car la croissance de la poche vapeur n'a pas de raison d'être symétrique.

III.5 Bilan de Flux (notion de flux parasite)

Une partie du flux de chaleur que l'on impose sur le bâti métallique va servir à vaporiser le fluide et à le réchauffer lorsqu'il est sous forme liquide et vapeur. Une autre est perdue par convection au niveau des cannelures. Il en reste une partie qui va se diriger de l'entrée de la mèche vers le réservoir, on appelle ce flux perdu le flux parasite.

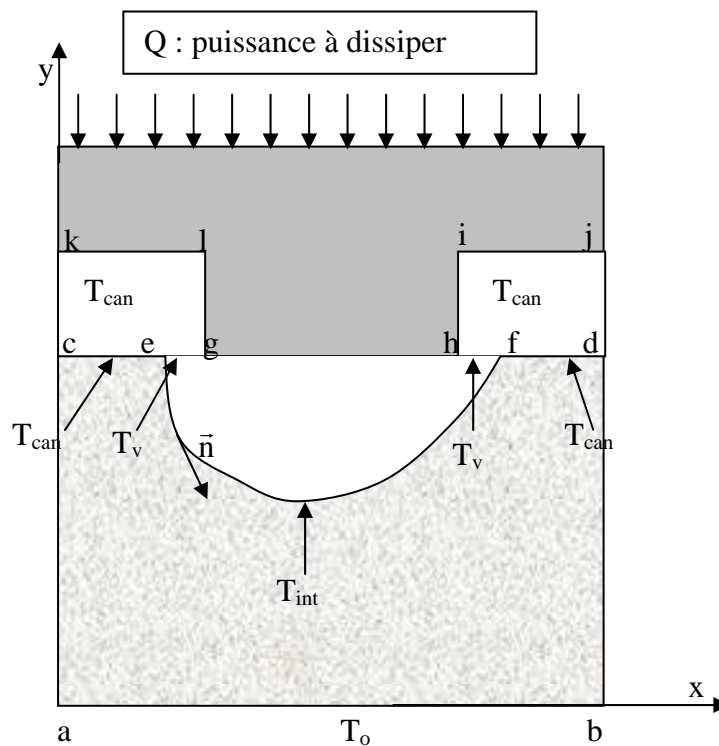


Figure III-9 : Limites d'intégration pour le bilan de flux

Ces différents flux s'expriment de la manière suivante :

Flux qui sert à vaporiser le liquide, $Q_{\text{évap}}$

$$Q_{\text{évap}} = \dot{m}L \quad \text{où } L \text{ est la chaleur latente de vaporisation et } \dot{m} \text{ le débit de liquide entrant dans la mèche}$$

Réchauffement du liquide, Q_ℓ

$$Q_\ell = \int_c^e \rho_\ell c_{p\ell} T_{\text{can}} v_{\ell\text{vap}} dx + \int_e^f \rho_\ell c_{p\ell} v_{\ell\text{vap}} T_{\text{int}} dn + \int_f^d \rho_\ell c_{p\ell} T_{\text{can}} v_{\ell\text{vap}} dn - \int_a^b \rho_\ell c_{p\ell} T_o v_{\ell\text{entrée}} dx$$

$v_{\ell\text{vap}}$ correspondant à la vitesse du liquide (suivant un vecteur normal à l'interface ou à la frontière) au niveau de l'interface liquide/vapeur

$v_{\ell\text{entrée}}$ correspondant à la vitesse du liquide à l'entrée de la mèche

Contribution utilisée pour chauffer la vapeur, Q_v

$$Q_v = \int_e^f \rho_v c_{pv} v_{\text{vap}} T_{\text{int}} dn - \int_e^g \rho_v c_{pv} v_{\text{vs}} T_v dx - \int_h^f \rho_v c_{pv} v_{\text{vs}} T_v dx$$

v_{vap} correspondant à la vitesse de la vapeur au niveau de l'interface liquide/vapeur (composante normale)

v_{vs} correspondant à la vitesse de sortie de la vapeur au niveau des cannelures (eg, hf)

Flux perdu par convection au niveau des cannelures, Q_c

$$Q_c = \int_e^g h_c (T_i - T_{\text{can}}) dx + \int_g^l h_c (T_i - T_{\text{can}}) dy + \int_l^k h_c (T_i - T_{\text{can}}) dx \\ + \int_h^f h_c (T_i - T_{\text{can}}) dx + \int_h^i h_c (T_i - T_{\text{can}}) dy + \int_i^j h_c (T_i - T_{\text{can}}) dx$$

T_i correspondant aux températures au niveau des interfaces eg, gl, lk, hf, hi et ij

Flux perdu par conduction à l'entrée de la mèche, Q_p (flux parasite)

$$Q_p = \int_a^b \lambda_\ell^* \frac{\partial T}{\partial y} dx$$

Le bilan total s'écrit donc :

$$Q = Q_p + Q_c + Q_\ell + Q_v + Q_{\text{évap}}$$

III.6 Rendement de l'évaporateur

Le rendement de l'évaporateur noté η est défini comme le rapport entre le flux consommé pour la vaporisation du liquide et le flux de chaleur imposé sur le bâti métallique.

$$\text{Soit } \eta = \frac{Q_{\text{évap}}}{Q} = \frac{\dot{m}L}{Q}$$

Pour avoir un bon fonctionnement de l'évaporateur il est important que la majorité du flux imposé serve à vaporiser le liquide. Si ce rendement devient inférieur à 60%, les performances de l'évaporateur sont mauvaises. Le plus efficace serait d'avoir un rendement supérieur à 80 %, voir 90%.

III.7 Conductance de l'évaporateur

La conductance thermique à l'évaporateur $C_{\text{évap}}$ est définie de la façon suivante :

$$C_{\text{évap}} = \frac{Q}{T_{\text{max}} - T_{\text{can}}}$$

T_{max} est la température maximale obtenue sur la surface extérieure du bâti métallique, T_{can} la température de la vapeur dans la cannelure et Q le flux de chaleur imposé sur le bâti métallique.

Nos résultats sur $C_{\text{évap}}$ peuvent servir de référence pour implanter un réseau nodal de l'évaporateur.

III.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé un modèle de résolution des transferts de masse et de chaleur dans la mèche poreuse à l'échelle du pore en présence ou non d'une poche vapeur. Ce modèle s'appuie sur la représentation du milieu poreux réel par un réseau bidimensionnel de liaisons interconnectées selon un maillage carré.

Ce modèle se distingue des approches réseaux « classiques » (Figus et al. (1999), Prat (2002), Blunt et al. (2002)) par sa nature mixte. Les champs (pression, température) sont calculés par des équations homogénéisées tandis que la capillarité est gérée en s'appuyant sur la structure réseau. Ceci permet notamment de travailler avec des grandeurs immédiatement « parlantes » : perméabilité, porosité, conductivité thermique effective, tout en pouvant

étudier de façon simple l'impact de la microstructure via l'impact des distributions de tailles de liaison sur l'invasion. D'un point de vue fondamental, on peut légitimement s'interroger sur le bien fondé d'un tel modèle. En d'autres termes, est-il légitime de marier équations moyennes associées à une description du milieu poreux comme un milieu continu équivalent et approche discrète pour la capillarité. La légitimité d'un tel modèle émerge en fait des détails de la discrétisation des équations moyennes par des techniques de type volume fini. Si on assimile chaque nœud à un pore du réseau, la discrétisation se fait sur une grille identique au réseau et la formulation des équations moyennes discrétisées devient alors extrêmement proche des équations obtenues dans les approches réseaux classiques (= réseaux de conductance ou de résistance). La seule différence est que l'effet du désordre sur les conductances locales est négligé (toutes les conductances ont la même valeur fixée par la perméabilité ou la conductivité thermique). Sauf si on considère des distributions de taille de liaison très étalées (ce qui n'est guère concevable dans une approche réseau classique), l'impact de cette approximation (conductances locales toutes identiques) s'avère assez faible lorsque l'on compare les résultats du modèle mixte et du modèle réseau classique.

Les méthodes de résolution, pour le cas où la mèche est saturée de liquide et pour le cas où il y a présence d'une poche vapeur dans la mèche, sont présentées respectivement dans les chapitres IV et V ainsi que quelques exemples de résultats. L'exploitation de l'outil de calcul mis au point fait l'objet des chapitres suivants.

Chapitre IV : Mèche saturée de liquide

IV.1 Déroulement du calcul

Initialement la vapeur occupe toute la cannelure et le milieu poreux est saturé de liquide.

- 1) Au départ on impose la pression $P = P_{\text{cano}} = P_s(T_{\text{sat}})$ dans la cannelure et la vitesse du fluide dans la mèche poreuse est nulle ($U_o = 0$ m/s),
- 2) La température T_{int} aux frontières est égale à $T_s(P_{\text{can}})$, On résout alors le champ de température dans les deux domaines (mèche, bâti), Eqs. (III-1, III-2),
- 3) On calcule le débit de vapeur formé, Eq. (III-9),
- 4) On calcule le champ de pression du liquide dans la mèche poreuse (P), Eq. (III-3), et donc la vitesse du fluide (U), Eq. (III-4),
- 5) On calcule la nouvelle pression P_{can} dans la cannelure,
- 6) On réinitialise les vitesses U_o et la pression P_{cano} dans la cannelure
où $P_{\text{cano}} = \alpha P_{\text{can}} + (1-\alpha)P_{\text{cano}}$ et $U_o = \alpha U + (1-\alpha)U_o$
- 7) On retourne en 2) jusqu'à atteindre la **convergence du calcul** :

Soit ε le critère de convergence et **norme** le critère qui nous permettra de dire si le calcul a convergé ou pas (méthode de Picard).

Le calcul sera considéré comme ayant convergé lorsque :

$$\text{norme} = \sqrt{\sum_{i=1}^{i=\text{NM}} \left(\frac{U(i) - U_o(i)}{\text{Max}(U)} \right)^2 + \left(\frac{P_{\text{can}} - P_{\text{cano}}}{P_{\text{can}}} \right)^2} < \varepsilon$$

où NM correspond aux nombres de points de vitesse présents dans la mèche poreuse.

Après plusieurs tests nous avons fixé le critère de convergence ε à 10^{-6} .

Le temps de calcul est très rapide, il est de l'ordre d'une minute pour un flux donné.

Les équations de transport (Eqs.(III-1), (III-2), III-3) sont résolues à l'aide de techniques classiques de volumes finis (Patankar (1980)). Un schéma amont classique (Runchal et Wolfshtein (1969)) est utilisé pour la discrétisation du terme convectif dans l'équation de l'énergie. Les systèmes linéaires sont résolus par une méthode indirecte appelée bcgstab, pris dans la bibliothèque Sparskit qui est utilisée pour des calculs mettant en jeu des matrices creuses (Référence : <http://www-users.cs.umn.edu/~saad/software/SPARSKIT/sparskit.html>).

La solution obtenue est valable tant que la vapeur ne pénètre pas ou n'apparaît pas dans la mèche. Il est donc intéressant de déterminer quel sera le flux critique (Q) à imposer pour qu'il y ait soit pénétration, soit apparition de la vapeur dans le milieu poreux. On souhaite également déterminer comment ce flux varie en fonction des propriétés de la mèche et des deux configurations de cannelures (dans la mèche ou dans le bâti) présentées précédemment. Ce flux dépend soit du niveau de surchauffe que l'on peut accepter dans la mèche (limite de nucléation), soit du flux nécessaire à la pénétration de la vapeur au niveau de l'interface mèche/cannelure (limite capillaire).

La limite capillaire est déterminée à partir du calcul des écarts de pression entre la phase liquide et la phase vapeur de part et d'autre de l'interface le long de la frontière mèche/cannelure. Ces écarts ne sont pas nuls, ils correspondent au saut de pression capillaire nécessaire pour créer le débit.

$$P_v - P_\ell = \Delta P \quad (IV-1)$$

Ces écarts sont à comparer pour chacune des liaisons interfaciales à la pression capillaire maximale qu'elles peuvent supporter, compte tenu de leurs dimensions :

$$P_{c\max} = \frac{2\sigma}{r} \quad \text{avec } r \text{ le rayon des liaisons} \quad (IV-2)$$

Si pour certaines liaisons on a $\Delta P > P_{c\max}$, alors la limite capillaire est atteinte.

Parallèlement, on regarde aussi si on obtient la température de surchauffe dans les pores de la mèche, au niveau de la frontière mèche/ailette, qui permettrait d'avoir apparition de la phase vapeur dans la mèche poreuse.

Le calcul a été réalisé avec un maillage de 200x107 points (soit 21 400 points en pression et en température) dans la mèche poreuse, qui correspondent au nombre de pores présents dans

la mèche poreuse, et avec 200x64 points (soit 12 800 points en température) dans la cannelure et le bâti métallique. Il faut quand même préciser que dans la cannelure la température et la pression en chaque point du maillage sont constantes (soit $2 \times 40 \times 32 = 2\,560$ points).

Voici un schéma représentant les contours des interfaces étudiées dans les parties suivantes

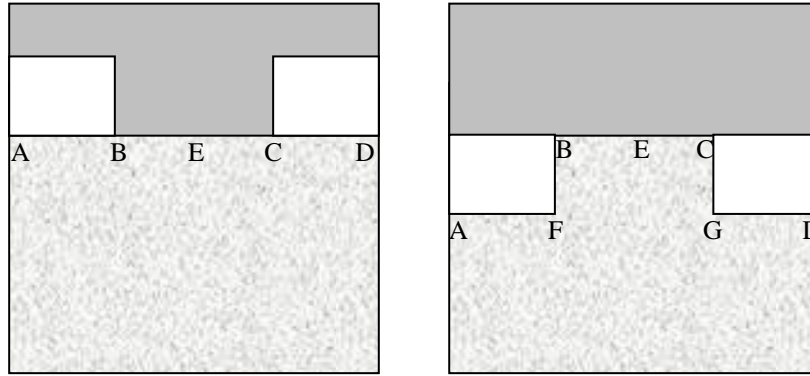


Figure IV-1 : Représentation des contours des deux modèles

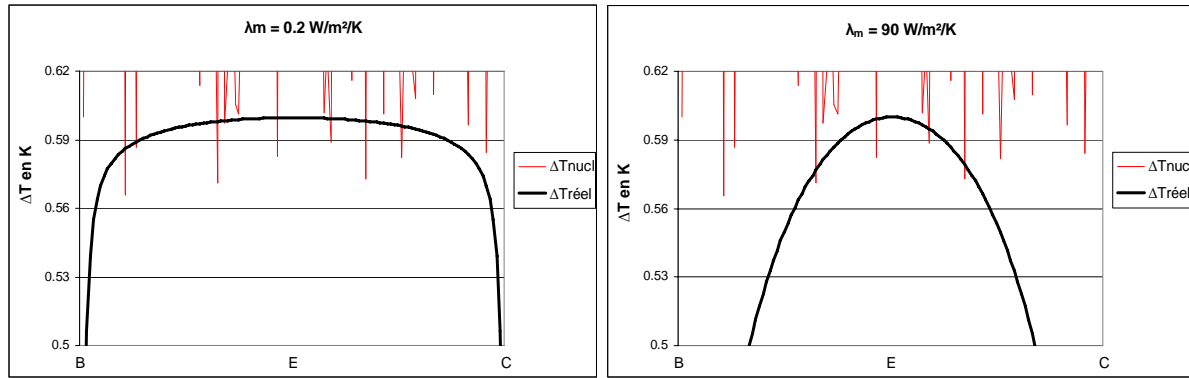
IV.2 Critère de surchauffe et apparition de la vapeur par nucléation dans la mèche

Dans le chapitre I, nous avons présenté les différentes possibilités pour déterminer la surchauffe nécessaire à l'apparition de la vapeur par nucléation dans la mèche poreuse.

Si la surchauffe dépend seulement du diamètre des liaisons on aura alors apparition de la vapeur au niveau de plusieurs liaisons situées sur l'interface mèche/bâti dans le cas d'un réseau non uniforme (Figure IV-2) tandis que l'apparition de la vapeur est attendue au centre du contact mèche/bâti quelque soit la nature de la mèche et la configuration de l'évaporateur dans le cas d'un réseau uniforme (Figure IV-3).

$$\Delta T_{\text{nuc}} = \frac{2\sigma T_{\text{sat}}(P_v)}{h_{lv}\rho_v} \left(\frac{1}{r}\right) \quad \text{et} \quad \Delta T_{\text{réel}} = T(\text{sur ligne BC}) - T_{\text{sat}}$$

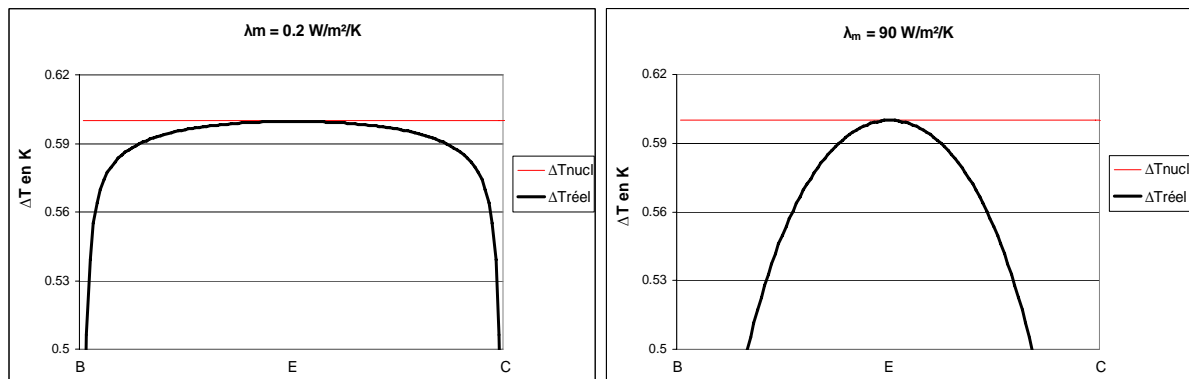
$\Delta T_{\text{réel}}$ est la surchauffe calculée à l'aide de notre code de calcul.



mèche isolante

mèche conductrice

Figure IV-2 : Cannelures dans le bâti métallique, réseau non uniforme



mèche isolante

mèche conductrice

Figure IV-3 : Cannelures dans le bâti métallique, réseau uniforme

En revanche, si on considère que la surchauffe est la même quelque soit le diamètre des liaisons on aura alors apparition de la vapeur dans la mèche par nucléation à partir du centre du contact mèche/bâti (point E).

Soit Q_n le flux de nucléation correspondant au flux qui permet d'obtenir une certaine surchauffe (ΔT_{nuc}) au niveau du point E. Regardons l'évolution de ce flux de nucléation (Q_n) en fonction de la surchauffe de nucléation (ΔT_{nuc}) pour deux types de mèches différentes lorsque les cannelures sont dans le bâti métallique ou dans la mèche poreuse (Figure IV-4).

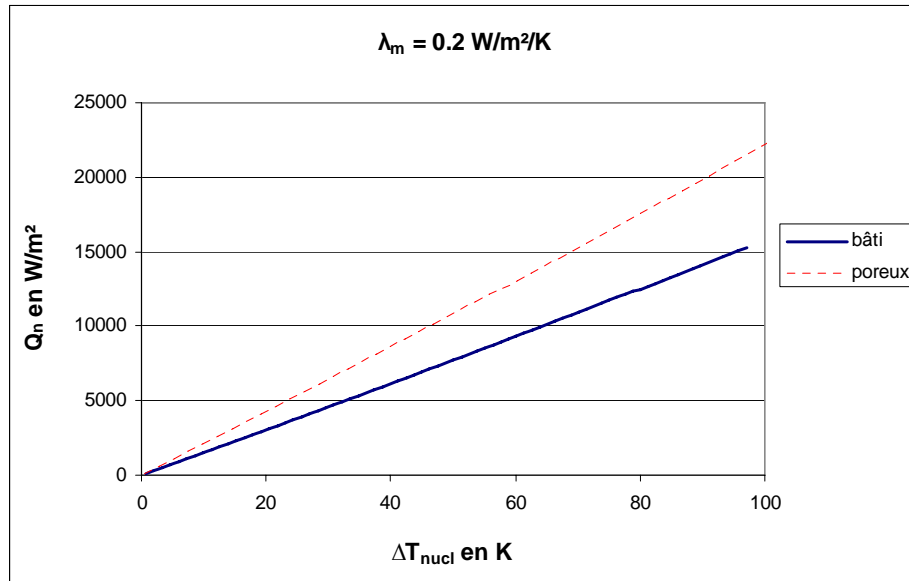


Figure IV-4 : Evolution du flux de nucléation en fonction de la surchauffe admissible pour les deux positions de cannelure

Plus la surchauffe de nucléation est élevée plus le flux de nucléation est grand. De même lorsque la conductivité de la mèche poreuse est conductrice le flux de nucléation est d'autant plus important que la surchauffe est grande. Enfin la Figure IV-4 montre que disposer les cannelures dans la mèche retarde l'apparition de la vapeur dans la mèche par rapport à la solution cannelures dans le bâti.

IV.3 Apparition de la vapeur dans la mèche poreuse

Examinons comment se fait l'apparition de la vapeur dans la mèche poreuse. Comme discuté précédemment nous voulons discriminer les deux possibilités suivantes : soit ce sera par nucléation au niveau du contact entre le bâti métallique et la mèche poreuse (BC), soit par pénétration de la vapeur au niveau de l'interface entre la cannelure et la mèche poreuse (AB et CD).

Sur les figures suivantes (Figures IV-5 et IV-6) nous avons représenté pour différents flux, le profil de pression de long des interfaces AB et CD, la surchauffe maximale atteinte (ΔT_{nucl}) au niveau du contact entre le bâti métallique et la mèche poreuse (correspondant au point E) ainsi que la pression capillaire maximale (P_c) que peuvent supporter les liaisons le long des interfaces AB et CD pour les deux configurations de cannelure et pour des mèches isolantes et conductrices.

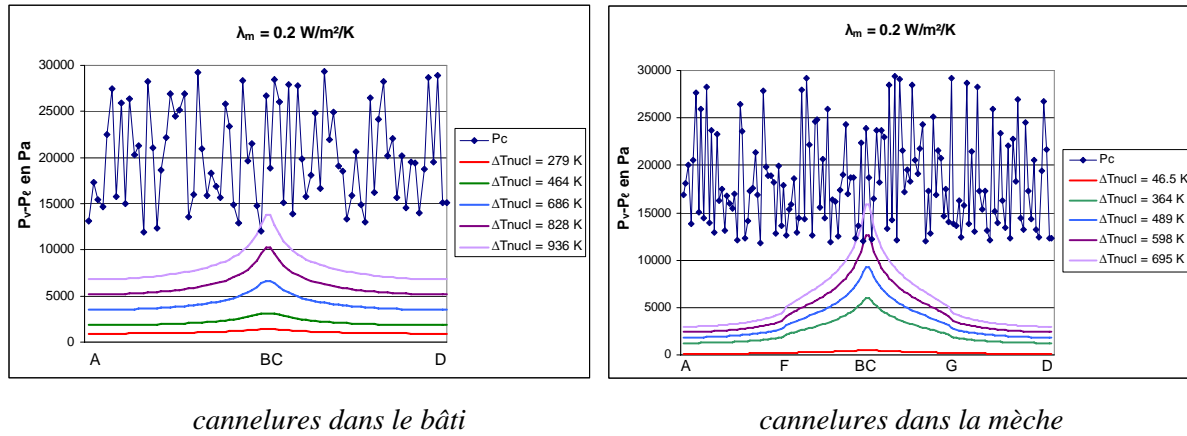


Figure IV-5 : Evolution du champ de pression de long de l'interface ABCD en fonction de la surchauffe de nucléation, pour une mèche isolante

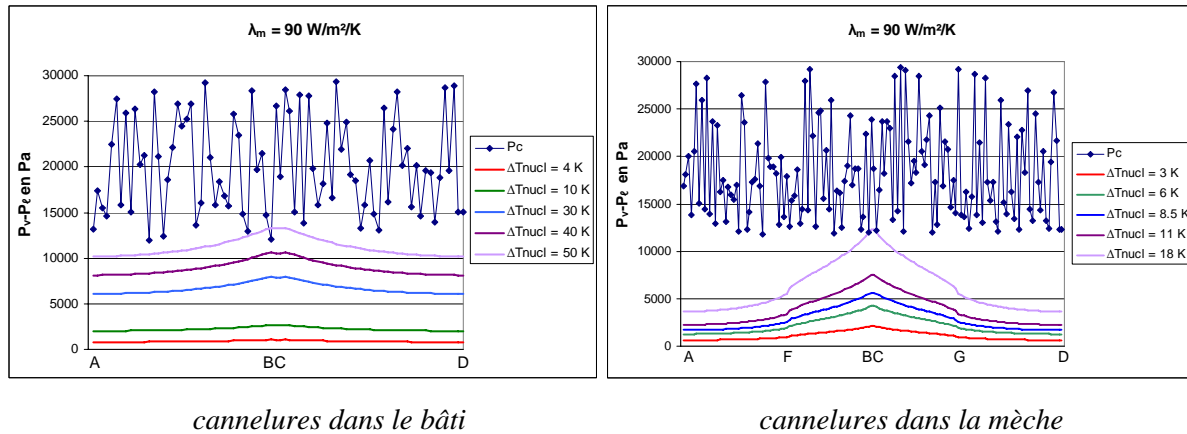


Figure IV-6 : Evolution du champ de pression de long de l'interface ABCD en fonction de la surchauffe de nucléation, pour une mèche conductrice

Les figures montrent que pour avoir pénétration de la vapeur dans la mèche poreuse il faut que la surchauffe de nucléation soit très élevée lorsque la mèche est isolante, et quelque soit la position des cannelures. Par contre pour une mèche conductrice, pour le cas où les cannelures sont dans le poreux il pourrait y avoir pénétration de la vapeur au niveau des interfaces cannelures/mèches avant que l'on atteigne la surchauffe de nucléation si celle-ci est supérieure à 20 K. On observe la même chose lorsque les cannelures sont dans le bâti métallique mais pour des surchauffes de l'ordre de 50 K.

La surchauffe de nucléation est donc un paramètre important pour la modélisation de l'apparition de la poche vapeur dans la mèche poreuse. Comme cela a été discuté au chapitre I, il n'est pas évident de déterminer la valeur de la surchauffe de nucléation. Dans nos

calculs nous supposons que la surchauffe nécessaire pour obtenir l'apparition de la phase vapeur dans la mèche poreuse est de 3 K par rapport à T_{sat} . ($\Delta T_{nucl} = 3 \text{ K}$)

Si l'on accepte ce critère, on en conclut donc que l'apparition de la vapeur dans le milieu poreux se fera par nucléation au niveau de l'interface bâti/mèche largement avant que la limite capillaire au niveau de l'interface soit atteinte. Cette vapeur se formera donc au niveau du contact entre la mèche et le bâti métallique du modèle.

IV.4 Influence de la conductivité thermique sur le flux de nucléation

Dans cette section, nous examinons l'influence de la conductivité en fonction de la configuration de l'évaporateur sur le flux de nucléation (Q_n) à imposer pour obtenir la surchauffe de 3 K.

On constate tout d'abord que plus la conductivité de la mèche est élevée plus le flux à imposer pour obtenir la surchauffe est grand. Pour la configuration avec les cannelures dans la mèche poreuse le flux à imposer est plus grand que pour l'autre configuration. Cette configuration semble donc être meilleure puisque la vapeur apparaît plus tard (Figure IV-7).

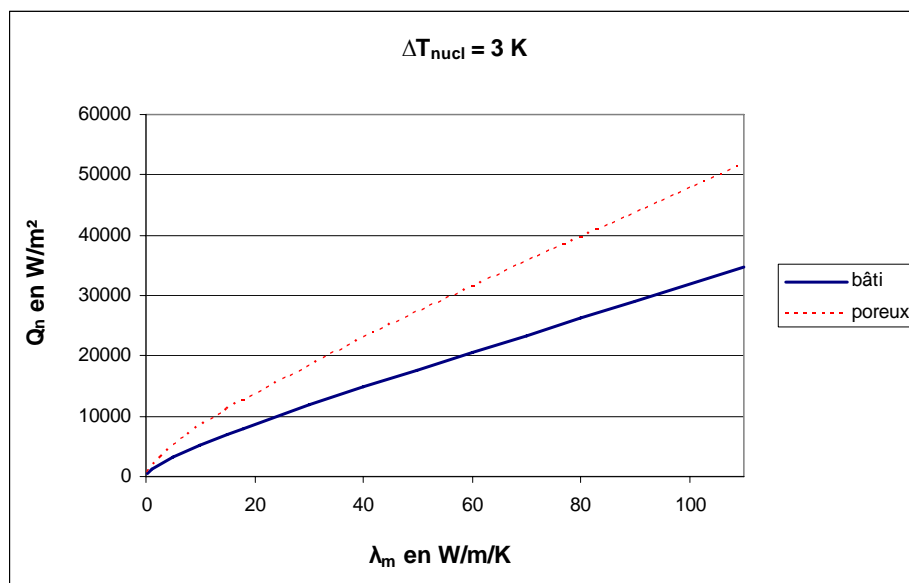


Figure IV-7 : Evolution du flux de nucléation correspondant à une surchauffe de 3K en fonction de la conductivité thermique de la matrice poreuse pour les deux configurations de cannelure

Avec une mèche conductrice et les cannelures présentes dans la mèche poreuse, l'apparition de la vapeur dans la mèche poreuse se fera pour des flux élevés donc plus tard que dans les autres situations.

IV.5 Evolution des paramètres en fonction du flux de chaleur

Avant d'atteindre la surchauffe de 3 K au niveau du contact entre le bâti métallique et la mèche poreuse, regardons l'influence du flux sur la production de vapeur, sur la surchauffe du bâti métallique et sur le rendement de l'évaporateur.

La température maximale du système est obtenue au niveau de la surface extérieure du bâti métallique. Ce maximum de température appelé T_{\max} augmente avec la charge thermique imposée (Q). On s'impose donc un $T_{\max} = T_{\text{sat}} + \Delta T_{\max}$ à ne pas dépasser sinon l'évaporateur sera détérioré. Soit $\Delta T_{\max} = T_{\max} - T_{\text{sat}}$ la surchauffe maximale du bâti.

Comme indiqué précédemment, le rendement de l'évaporateur η est défini comme le rapport entre le flux consommé pour la vaporisation du liquide et le flux de chaleur imposé sur le bâti métallique.

Sur les figures suivantes (Figures IV-8 et IV-10) on constate que, quelque soit la nature de la mèche, la surchauffe du bâti métallique est une fonction linéaire du flux imposé et est moins importante dans le cas où les cannelures sont dans la mèche poreuse. Ensuite lorsque la mèche est conductrice on peut imposer de plus grand flux que pour une mèche isolante et le rendement de l'évaporateur (correspondant à la courbe « vaporisation » sur les figures IV-10 et IV-11) est meilleur.

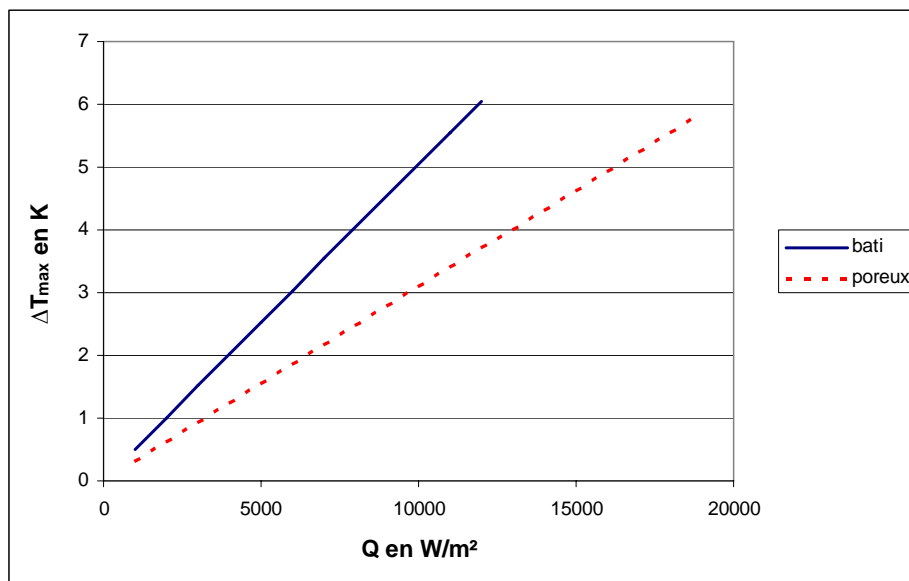


Figure IV-8 : Evolution de la surchauffe du bâti métallique en fonction du flux de chaleur imposé pour une mèche conductrice ($\lambda_m = 30 \text{ W/m/K}$) pour les deux configurations de cannelure

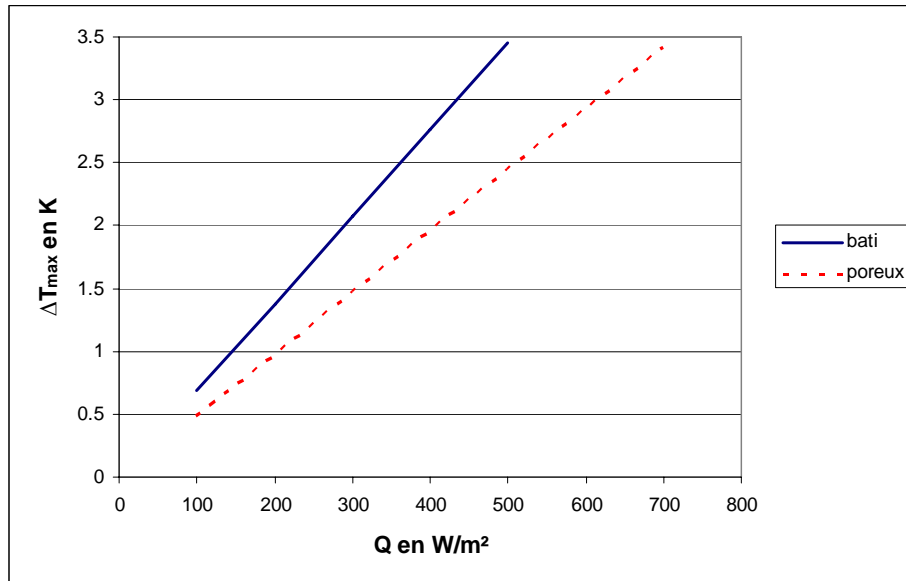
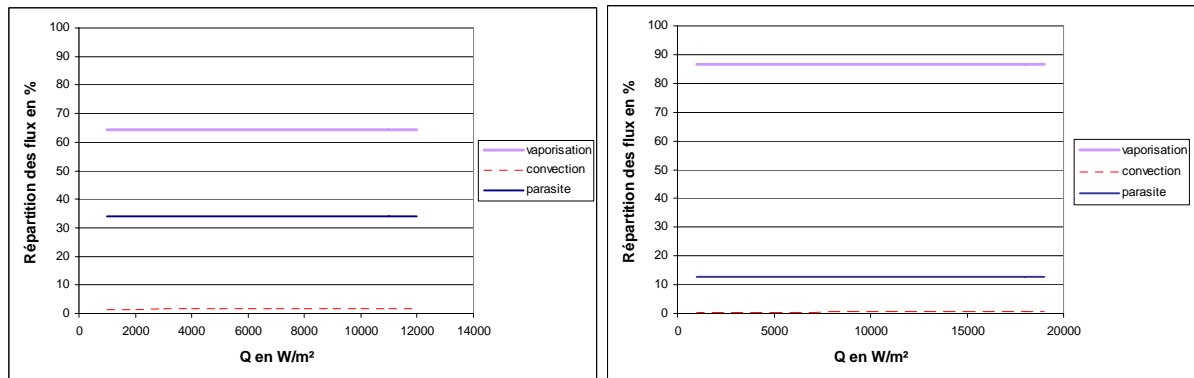


Figure IV-9 : Evolution de la surchauffe du bâti métallique en fonction du flux de chaleur imposé pour une mèche isolante ($\lambda_m = 0.2$ W/m/K) pour les deux configurations de cannelure

Comme le flux qui sert à réchauffer le liquide est négligeable (car T_{sat} à l'entrée de la mèche est pratiquement égale à T_{can}) nous ne l'avons pas tracé sur les figures suivantes (Figures IV-10 et IV-11)



cannelures dans le bâti

cannelures dans la mèche

Figure IV-10 : Répartition du flux de chaleur imposé pour une mèche conductrice ($\lambda_m = 30$ W/m/K)

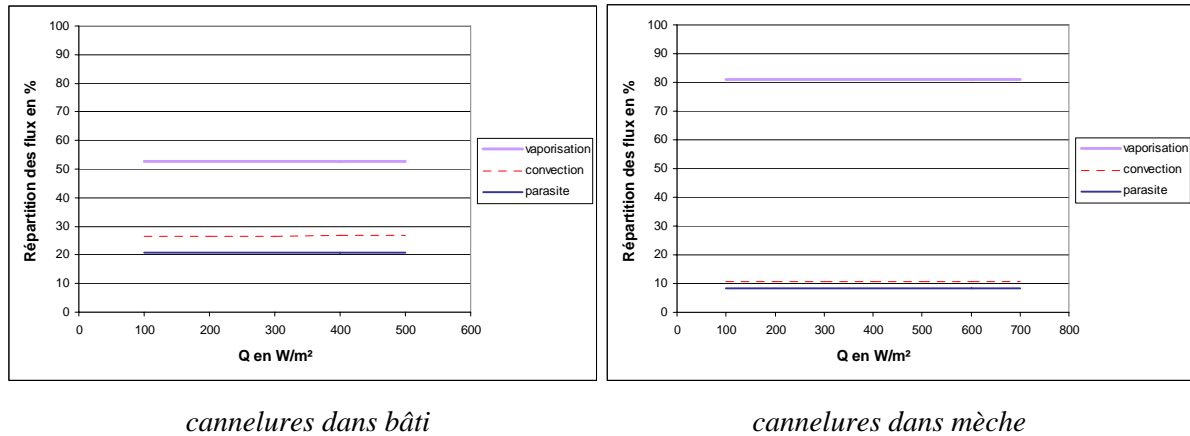


Figure IV-11 : Répartition du flux de chaleur imposé pour une mèche isolante ($\lambda_m = 0.2 \text{ W/m/K}$)

Avec la configuration où les cannelures sont dans la mèche poreuse, le rendement de l'évaporateur est largement meilleur (88 % contre 65 % pour une mèche conductrice). La surface des cannelures sur laquelle le liquide se vaporise est beaucoup plus grande d'où un débit de fluide plus important.

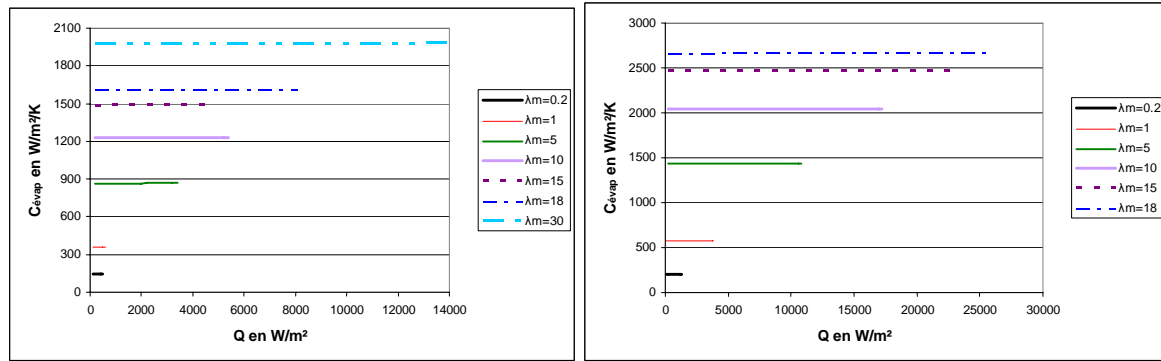
On constate aussi que pour une mèche isolante le flux parasite est beaucoup plus petit. Par contre les pertes par convection sont beaucoup plus importantes. Ceci est une première indication suggérant qu'il serait souhaitable de faire des modèles bicouches (couche isolante et couche conductrice superposée) pour limiter le flux parasite. Enfin il semble souhaitable que la vapeur apparaisse vite car le rendement de l'évaporateur avec une mèche saturée de liquide n'est pas très bon dans le cas où les cannelures sont dans le bâti métallique.

Soit $C_{\text{évap}}$ la conductance à l'évaporateur :

$$C_{\text{évap}} = \frac{Q}{T_{\text{max}} - T_{\text{can}}}$$

Plus la conductivité de la mèche poreuse est conductrice plus la conductance de l'évaporateur est élevée. La conductance est meilleure pour la configuration avec les cannelures dans la mèche poreuse que dans le bâti métallique.

Dans toutes les figures suivantes, nous tenons à signaler que la conductivité thermique de la matrice poreuse λ_m s'exprime en W/m/K (Figures IV-12 et 13)



cannelures dans le bâti

cannelures dans la mèche

Figure IV-12 : Evolution de la conductance en fonction du flux de chaleur imposé

Il est intéressant de constater que ce coefficient reste pratiquement constant (pour une mèche donnée) lorsque la mèche est saturée de liquide. Ceci est cohérent avec le fait que la surchauffe du bâti métallique augmente linéairement en fonction du flux de chaleur et que la température de la vapeur dans les cannelures varie de façon négligeable.

IV.6 Profil de température au niveau du contact bâti/mèche.

On impose un flux de nucléation pour chaque conductivité de la matrice poreuse qui nous permet d'atteindre la surchauffe de nucléation de 3 K. On observe alors en fonction de cette conductivité le profil de la surchauffe le long de l'interface entre le bâti et la mèche poreuse.

On constate que pour des conductivités faibles, on pourrait avoir apparition de la vapeur sur une grande surface lorsque que l'on imposera le flux critique de nucléation, alors que pour de grandes conductivités on aura apparition de la vapeur sur un faible nombre de pores.

On peut donc supposer que pour des conductivités faibles dès que l'on imposera ce flux critique ou légèrement supérieur, pratiquement toute la première rangée de pores qui est en contact avec le bâti métallique sera sous forme vapeur.

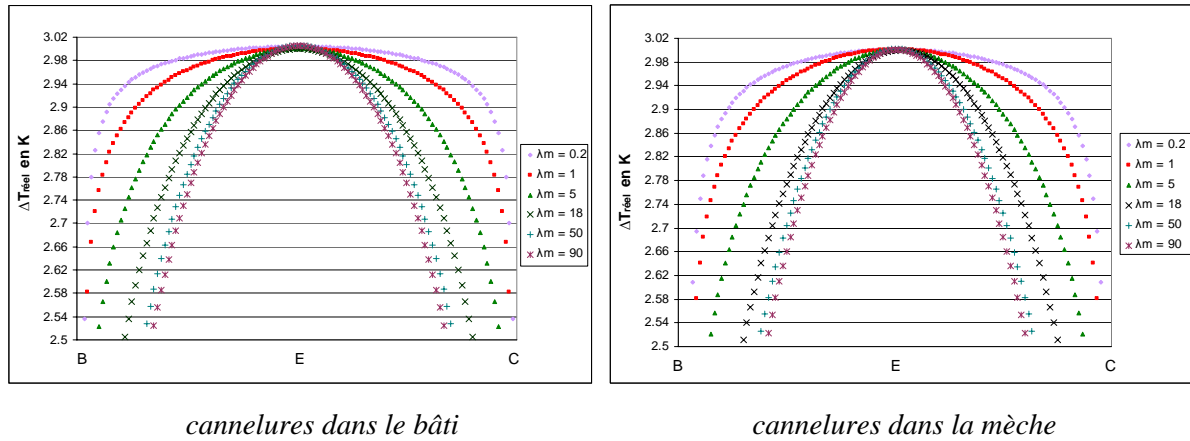


Figure IV-13 : Profil de la surchauffe obtenue au niveau du contact bâti/mèche pour différentes conductivités de la matrice poreuse

IV.7 Influence du sous-refroidissement

Regardons l'influence du sous refroidissement à l'entrée de la mèche poreuse sur le flux de nucléation correspondant à une surchauffe de 3 K.

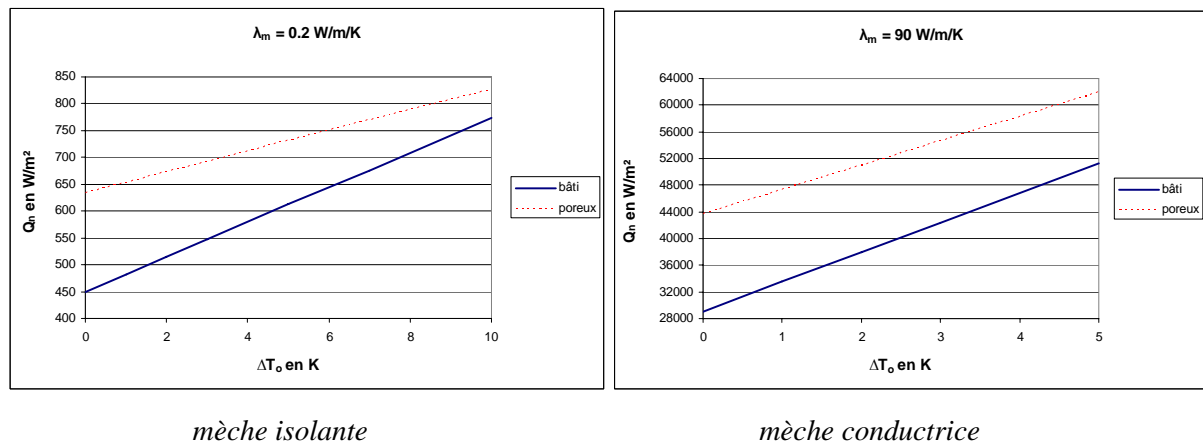


Figure IV-14 : Influence du sous refroidissement sur le flux de nucléation correspondant à 3 K en fonction de la position de la cannelure

Le flux de nucléation est linéaire en fonction du sous refroidissement. Plus le sous refroidissement est élevé plus l'écart de flux entre les deux configurations diminuent quelque soit la conductivité de matrice poreuse.

Il est toujours plus avantageux de prendre quelque soit le sous refroidissement la configuration avec les cannelures dans le milieu poreux.

Supposons que nous avons atteint la surchauffe de 3 K, il apparaît alors une poche de vapeur dans la mèche poreuse. Nous allons donc passer à cette partie, où nous allons étudier l'influence de la structure de la mèche sur le fonctionnement de la section d'évaporateur.

IV.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit la méthode de résolution numérique du modèle présenté au chapitre III dans le cas où la mèche est complètement saturée en liquide.

A l'aide de ce modèle, nous avons comparé limite capillaire (invasion de la mèche par la vapeur à partir de la cannelure) et limite de nucléation (apparition de la vapeur au sein du milieu poreux). On constate tout d'abord que le niveau de surchauffe correspondant à la limite capillaire est très élevé, en particulier pour les mèches isolantes. Si l'on admet (comme cela a été discuté au Chapitre I), que la surchauffe de nucléation n'est au plus que de quelques K, on en conclut que la limite de nucléation est atteinte avant la limite capillaire. En d'autres termes, en accord avec des hypothèses précédentes (Demidov et Yatsenko (1994), Figus (1996)), il y a formation d'une poche vapeur sous l'ailette au-delà d'un certain flux. Ce flux de nucléation est sensible à la conductivité thermique (une conductivité élevée retarde l'apparition de la vapeur) et à la position des cannelures (l'apparition de la vapeur est retardée avec les cannelures dans la mèche).

On constate également que la conductance de l'évaporateur est constante tant que la mèche reste saturée en liquide et qu'elle augmente avec la conductivité thermique de la mèche.

Enfin, il convient de noter que les résultats dépendent du niveau de surchauffe de nucléation choisie, donnée qu'il reste difficile d'estimer avec précision.

Chapitre V : Présence d'une poche vapeur dans la mèche

Dans ce chapitre nous nous intéressons tout d'abord à la méthode de résolution lorsqu'il y a développement d'une poche vapeur sous l'ailette. Le réseau est hétérogène. Les simulations numériques présentées dans ce chapitre ont été effectuées pour une distribution aléatoire de taille de liaison qui suit une loi de probabilité uniforme avec un rapport 2,5 entre la liaison de rayon minimum et celle de rayon maximum ($r_{\max}/r_{\min} = 2,5$). Le maillage est le même que celui défini au chapitre IV. Le flux de départ pour ces simulations correspond au flux de nucléation correspondant à $\Delta T_{\text{nucl}} = 3$ K. La configuration choisie est celle avec les cannelures dans le bâti métallique.

V.1 Déroulement du calcul

- 1) La première rangée de pores sous le bâti métallique (débouchant dans les cannelures) est occupée par de la vapeur,
- 2) Au départ on impose la pression $P = P_{\text{cano}} = P_s(T_{\text{sat}})$ dans la cannelure, la vitesse du fluide dans la mèche poreuse est nulle ($U_o=0$ m/s), et la température T_{into} au niveau de l'interface liquide/vapeur dans la mèche est égale à $T_s(P_{\text{cano}})$
- 3) On résout alors le champ de température dans les trois domaines, Eqs (III-1, III-2, III-5),
- 4) On calcule le débit de vapeur formé, Eqs (III-9, III-10),
- 5) On calcule le champ de pression Eqs (III-3, III-7) des deux phases dans la mèche poreuse et donc la vitesse du fluide dans les deux phases (U), Eqs (III-4, III-6),
- 6) On calcule la nouvelle pression P_{can} dans la cannelure,
- 7) On calcule la température T_{int} aux frontières qui est égale à $T_s(P_{\text{vap}})$, où P_{vap} est la pression de la vapeur au niveau de l'interface liquide/vapeur.
(Dans l'Annexe B, nous montrons que supposer $T_{\text{int}}=T_{\text{can}}$ tout le long de l'interface liquide/vapeur représente une approximation trop grossière).
- 8) On réinitialise les vitesses U_o , la pression P_{cano} dans la cannelure et la température à l'interface liquide/vapeur dans la mèche T_{into}

où $P_{\text{cano}} = \alpha P_{\text{can}} + (1-\alpha)P_{\text{cano}}$, $U_o = \alpha U + (1-\alpha)U_o$ et $T_{\text{into}} = \alpha T_{\text{int}} + (1-\alpha) T_{\text{into}}$

α est un paramètre que l'on fixe et qu'il faut faire varier en fonction de la conductivité de la mèche

9) On retourne en 3) jusqu'à atteindre la **convergence du calcul** :

Soit ϵ le critère de convergence et *norme* le critère qui nous permettra de dire si le calcul a convergé ou pas (méthode de Picard). Le calcul est considéré comme ayant convergé lorsque :

$$\text{norme} = \sqrt{\sum_{i=1}^{i=NM} \left(\frac{U(i) - U_o(i)}{\text{Max}(U)} \right)^2 + \sum_{i=1}^{i=NI} \left(\frac{T_{\text{int}}(i) - T_{\text{into}}(i)}{\text{Max}(T_{\text{int}})} \right)^2 + \left(\frac{P_{\text{can}} - P_{\text{cano}}}{P_{\text{can}}} \right)^2} < \epsilon$$

où NM correspond aux nombres de points de vitesse présents dans la mèche poreuse et NI aux nombres de points présents au niveau de l'interface liquide/vapeur.

Après plusieurs tests nous avons fixé le critère de convergence ϵ à 10^{-5} .

Le temps de calcul est assez long, il dépend fortement de la conductivité de la mèche et de la machine de calcul utilisée. Pour obtenir une courbe jusqu'aux limites de fonctionnement imposée, pour une mèche isolante le calcul dure entre un à deux jours et pour une mèche très conductrice plus d'une semaine (PC linux, bi processeur).

Ces équations sont résolues et discrétisées de la même manière qu'au chapitre précédent (cf. IV-1).

Remarque : Comme indiqué au point 1) nous supposons initialement que toute la rangée de pores et de liaisons située sous le bâti métallique est occupée par la vapeur et débouche sur les cannelures. Ceci n'est pas tout à fait consistant avec la discussion sur la nucléation du chapitre IV (cf. IV-2). En fait, on peut imaginer que la poche (où les poches) de vapeur croisse tout d'abord sans déboucher dans les cannelures via une mise en pression de la poche vapeur. Le calcul de cette situation est en principe possible mais significativement plus compliqué que celui proposé ici. C'est pourquoi nous n'avons pas creusé davantage cette possibilité, qu'il serait néanmoins très intéressante d'explorer dans un futur travail. Ceci peut conduire aussi à s'interroger sur un possible scénario de réenvahissement partiel de la zone vapeur au sein du poreux au moment où la poche vapeur atteint une des cannelures en raison de la chute de pression engendrée dans la vapeur au moment de la percée. En d'autres termes, avec nos

hypothèses, cette phase de croissance de poche non-débouchante est court-circuitée, nous passons directement de la mèche saturée à la situation de poche vapeur débouchante (ce qui peut se produire d'autant plus facilement que le contact ailette /mèche est moins bon).

V.1.1 Choix des liaisons à vidanger

Le débit massique de vapeur sortant étant calculé ainsi que le champ de pression dans les zones liquide et vapeur, on obtient alors les distributions de pression de part et d'autre de l'interface.

Comme auparavant nous calculons le saut de pression entre la phase liquide et la phase vapeur, Eq. (IV-1) et nous comparons cet écart de pression à la pression capillaire maximale que peut supporter la liaison considérée compte tenu de ses dimensions, Eq. (IV-2).

Ces liaisons dans lesquelles le liquide et la vapeur coexistent avec $\Delta P > P_{c\max}$ sont potentiellement envahissables par la vapeur. En tout état de cause, il est alors nécessaire d'examiner chacune des liaisons potentiellement envahissables afin de connaître la liaison à envahir.

Cette situation est évoquée par la figure suivante :

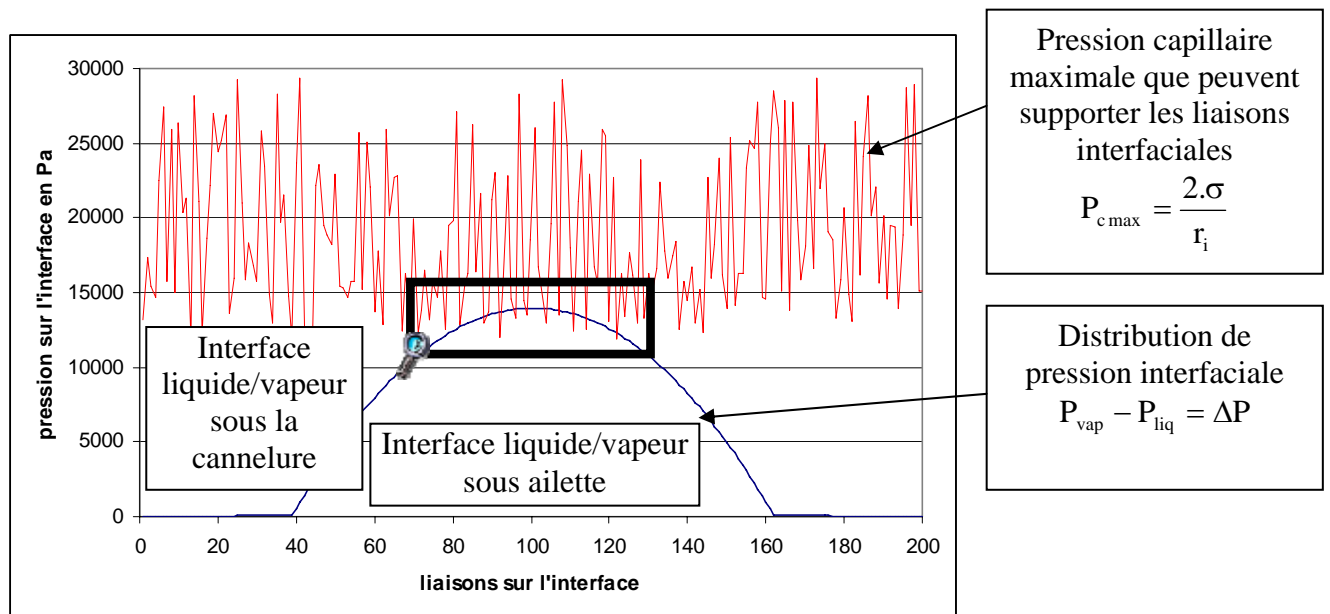


Figure V-1 : Distribution de pression sur l'interface de vaporisation

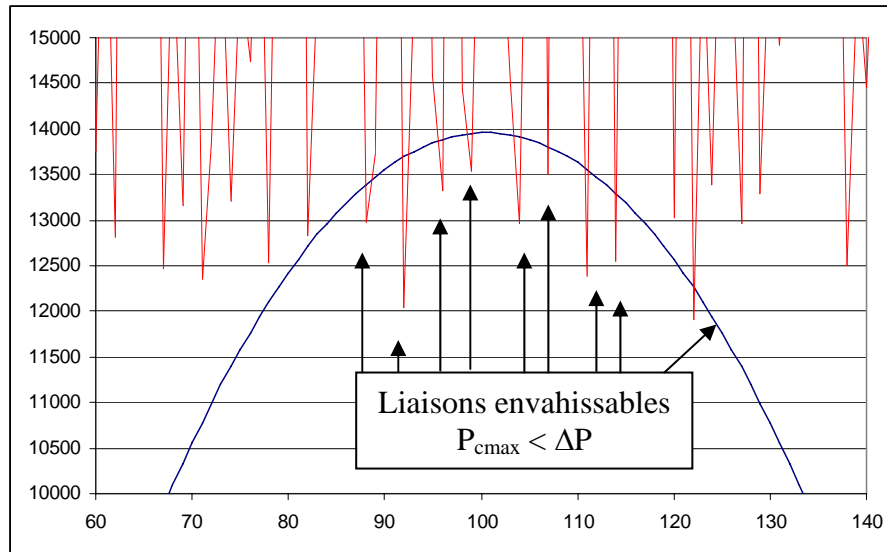


Figure V-2 : Evolution de l'écart de pression sur l'interface liquide/vapeur et de la pression capillaire maximale des liaisons interfaciales.

Sur ces deux figures (Figures V-1 et V-2) ont été représentés pour une étape du calcul :

- en abscisses un indice caractérisant chaque liaison de l'interface liquide/vapeur,
- en ordonnées la loi d'évolution de $\Delta P = P_v - P_\ell$ le long de l'interface,
- en ordonnées l'évolution de la pression capillaire maximale d'envahissement de toutes les liaisons localisées sur l'interface.

Ces figures indiquent clairement que dans la cannelure, où la densité de flux thermique est faible, la différence de pression ΔP entre la phase liquide et vapeur est largement inférieure aux pressions d'envahissement des liaisons, alors que sous l'ailette au contraire, cette différence de pression est élevée, et en certains points proche voire supérieure aux pressions capillaires que sont capables de supporter certaines liaisons.

Deux algorithmes d'envahissement ont été testés :

Pour le premier, on a décidé de vidanger uniquement la liaison qui possédait le plus grand rapport entre la différence de pression de part et d'autre de l'interface, et la pression capillaire maximale que supporte la liaison (pression capillaire seuil de la liaison). (Courbe « 1 par 1 »)

Pour le second, pour les mêmes conditions aux limites, on a vidangé en même temps toutes les liaisons qui étaient trouvées envahissables ($\Delta P >$ pression capillaire seuil de la liaison). (Courbes « tous »)

Entre ces deux méthodes les résultats diffèrent principalement en ce qui concerne la profondeur L_p de la poche de vapeur (distance maximale atteinte par la poche vapeur selon y) et la saturation en vapeur de la mèche (la saturation est le rapport entre le nombre de pores envahis par la vapeur rapporté au nombre total de pores présent dans la mèche). Lorsque l'on envahit les liaisons une par une, la profondeur de la poche de vapeur et la saturation sont plus importantes que lorsqu'on envahit les liaisons toutes en même temps. (Figures V-3 et V-4).

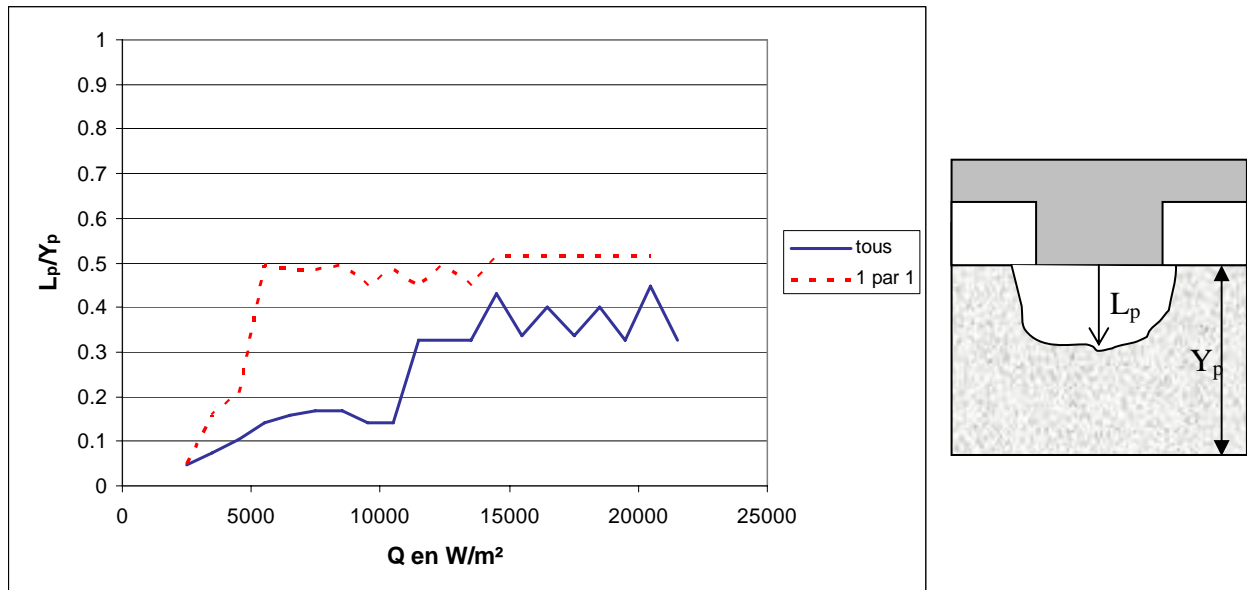


Figure V-3 : Evolution de la profondeur de la poche vapeur en fonction du flux par les 2 méthodes

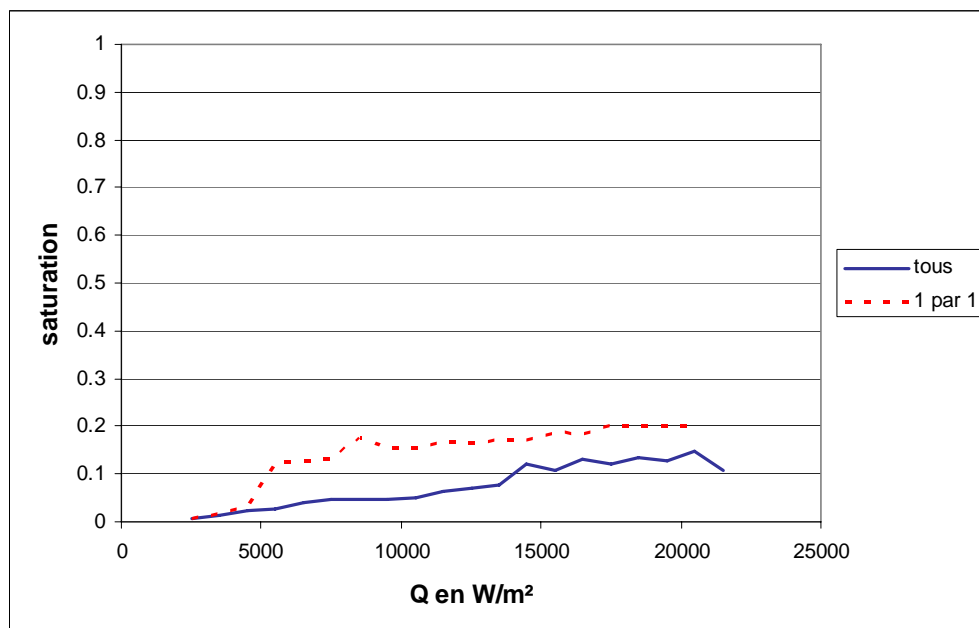


Figure V-4 : Evolution de la saturation de la vapeur en fonction du flux par les 2 méthodes

Soit ΔT_{\max} la surchauffe maximale du bâti définie comme au chapitre IV :

$$\Delta T_{\max} = T_{\max} - T_{\text{sat}}$$

En revanche la température maximale du système, le débit de vapeur sortant, ainsi que la chute de pression dans la mèche sont pratiquement les mêmes. (Figures V-5, V-6 et V-7)

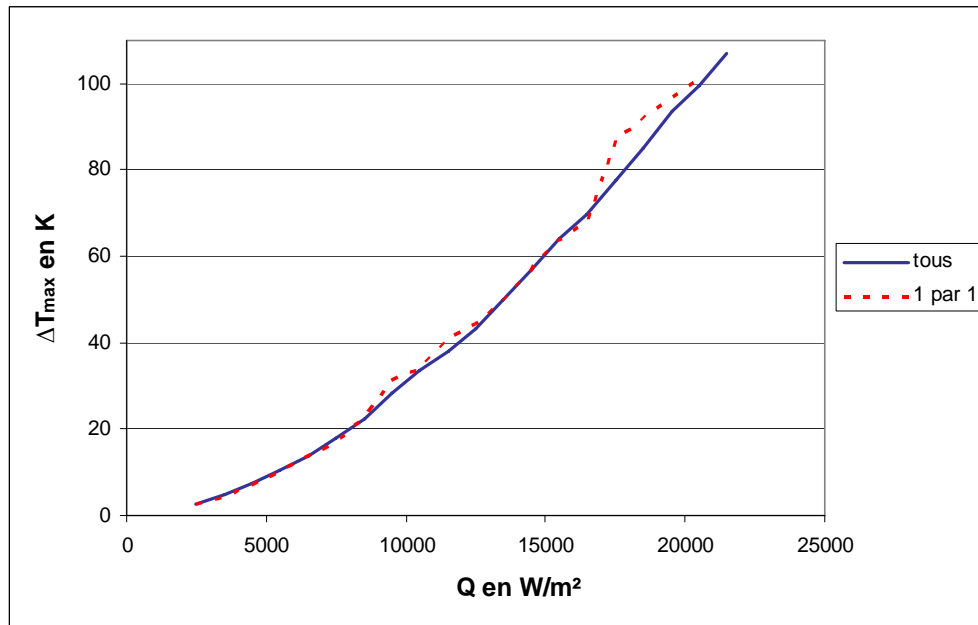


Figure V-5 : Evolution de la surchauffe maximale du bâti métallique en fonction du flux par les 2 méthodes

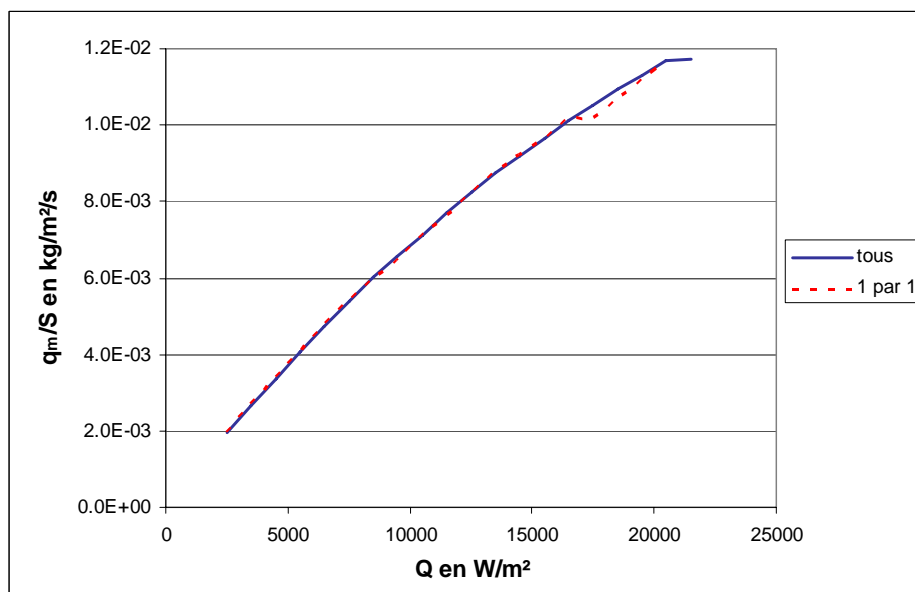


Figure V-6 : Evolution du débit de vapeur sortant dans les cannelures en fonction du flux par les 2 méthodes

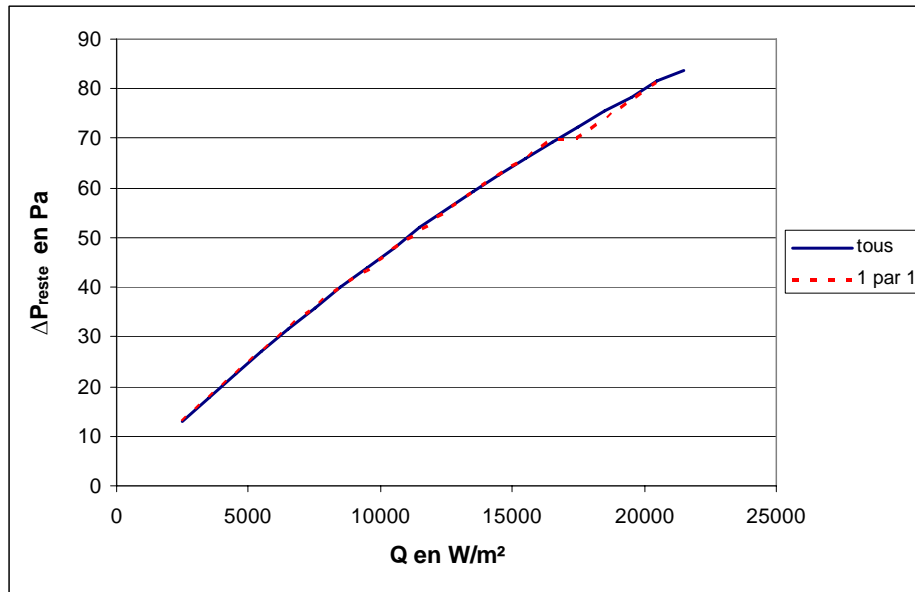


Figure V-7 : Evolution de la chute de pression dans le reste de la boucle en fonction du flux par les 2 méthodes où $\Delta P_{\text{reste}} = P_{\text{can}} - P_o$

Avec ces deux méthodes, le désamorçage de la mèche ne s'obtient pas exactement pour les mêmes flux. Ceux-ci restent cependant voisins.

L'algorithme numéro 2 (envahissement de toutes les liaisons possibles en même temps) est celui que nous avons adopté pour tous les calculs présentés dans le reste du mémoire car il conduit à des calculs plus rapides.

En fait, il est en principe possible de développer une méthode de résolution plus rigoureuse permettant de gérer la non-linéarité introduite par la condition à la limite pour le calcul des pressions qui est différente suivant que la liaison est en train d'être envahie ou au contraire contient un ménisque stable. Ceci conduit à introduire une méthode itérative permettant de déterminer le nombre de liaisons à envahir pour chaque pas de temps (avec cette méthode la solution stationnaire est obtenue par une marche dans le temps), ce nombre étant *a priori* intermédiaire entre l'invasion unique considérée dans l'algorithme 1 et le nombre considéré dans l'algorithme 2. Cet algorithme, qui n'a pas été implémenté, est toutefois beaucoup plus délicat à mettre en œuvre et surtout beaucoup plus gourmand *a priori* en temps de calcul. Il aurait cependant l'avantage d'ouvrir la voie vers la simulation des transitoires. Par souci de simplicité et d'efficacité, nous avons donc utilisé l'algorithme 2.

L'algorithme complet est présenté sous forme d'organigramme ci-dessous :

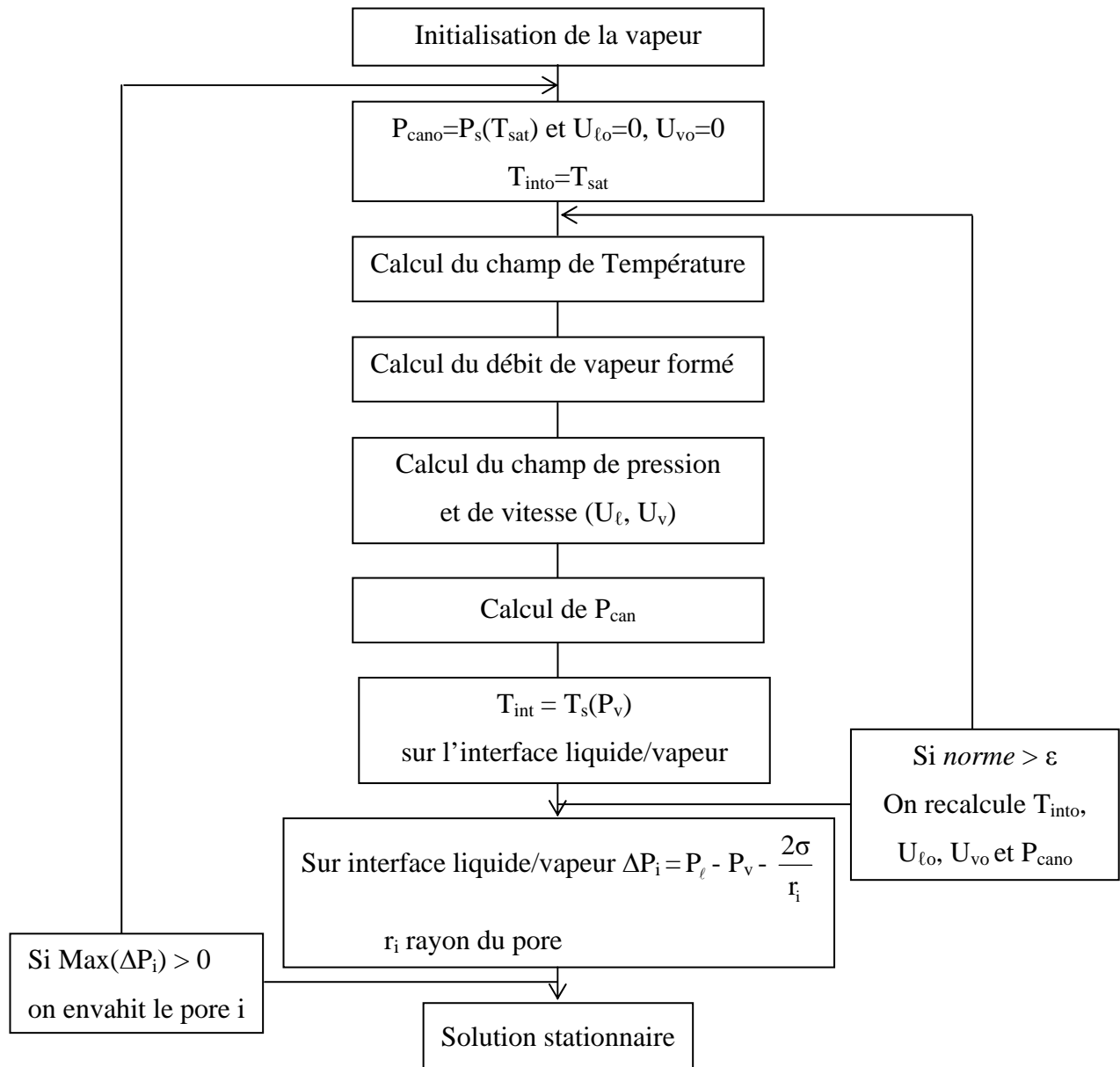


Figure V-8 : Algorithme de calcul

V.1.2 Flux à imposer

Nous avons testé deux méthodes pour imposer le flux. On peut obtenir des états stationnaires successifs, soit en imposant une puissance qui augmente successivement par paliers fixés, soit en imposant directement la puissance de l'état stationnaire considéré comme condition aux limites.

En fait on veut savoir si la solution relative à la puissance Q_t aussi bien en termes de chutes de pression que de configuration de l'interface liquide/vapeur, est la même selon les deux procédures suivantes :

- en faisant croître la puissance Q de Q_1 à Q_t par états stationnaires successifs, c'est-à-dire en partant à chaque fois de la solution précédente (méthode « indirect ») ou,
- en imposant directement la puissance Q_t (méthode « directe ») sur la surface de l'ailette.

En comparant les résultats, on trouve que la chute de pression du système ainsi que la température maximale du système sont pratiquement les mêmes par les deux méthodes (Figures V-9, V-10 et V-11). Par contre on observe comme lors de la comparaison des algorithmes relatifs à la gestion du nombre de liaisons à envahir à chaque étape, des différences qui sont plus importantes sur la forme et la saturation de la poche de vapeur (nombre de pores envahit sur le nombre total de pores), (Figures V-12 et V-13).

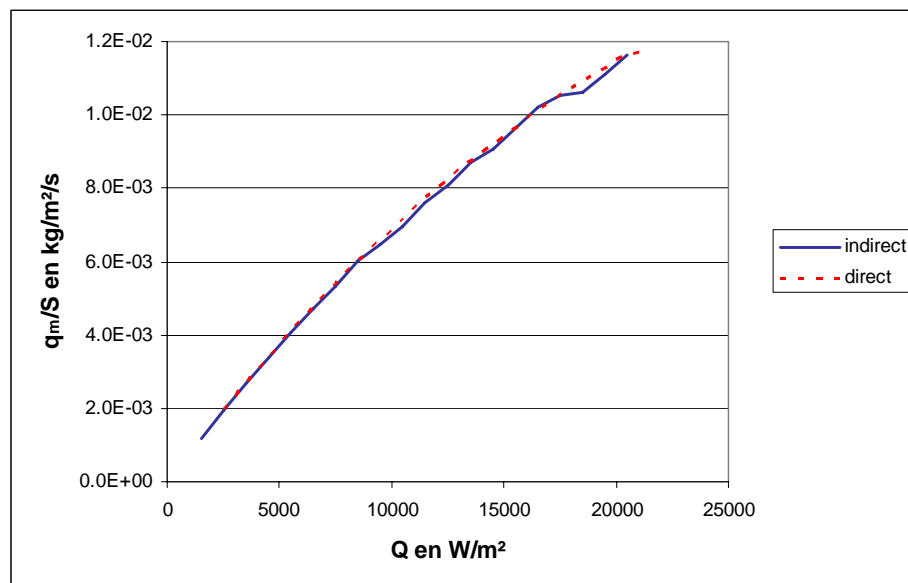


Figure V-9 : Evolution du débit de vapeur sortant dans les cannelures en fonction du flux par les 2 méthodes

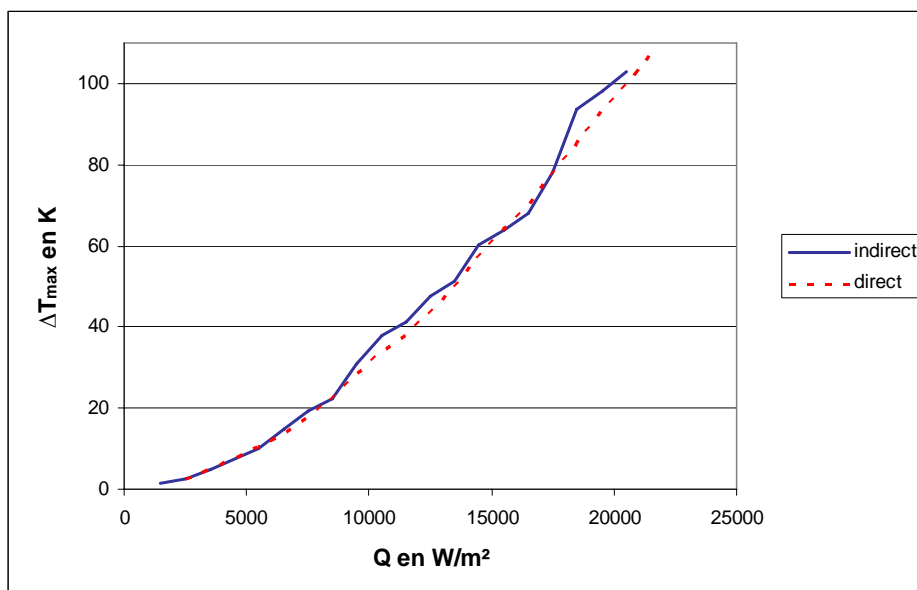


Figure V-10 : Evolution de la surchauffe maximale du bâti métallique en fonction du flux par les 2 méthodes

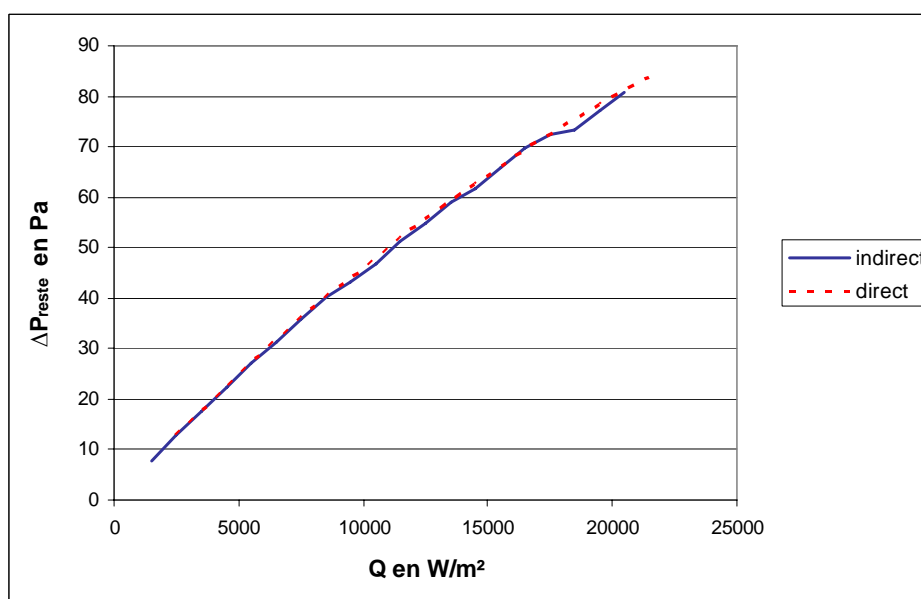


Figure V-11 : Evolution de la chute de pression dans le reste de la boucle en fonction du flux par les 2 méthodes où $\Delta P_{\text{reste}} = P_{\text{can}} - P_o$

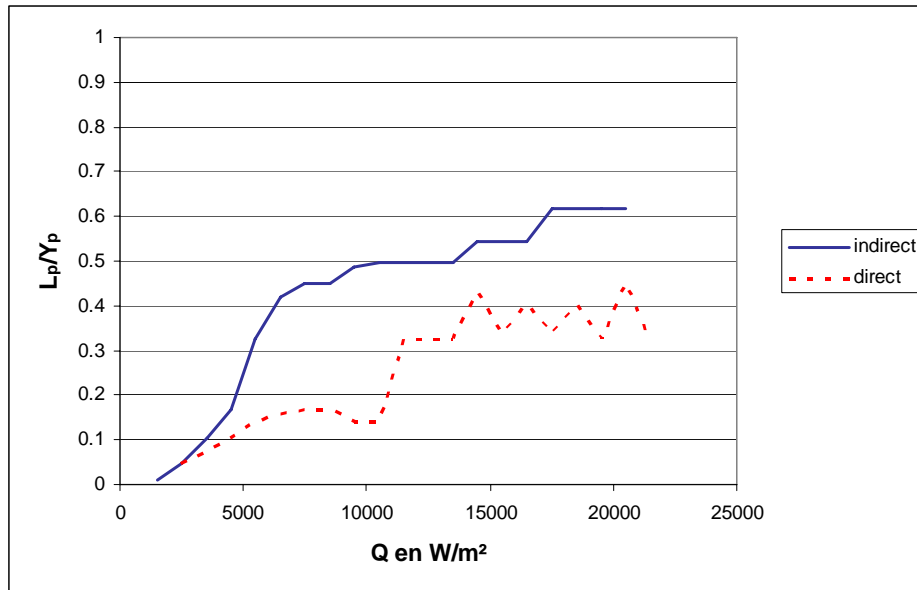


Figure V-12 : Evolution de profondeur de la poche vapeur en fonction du flux par les 2 méthodes

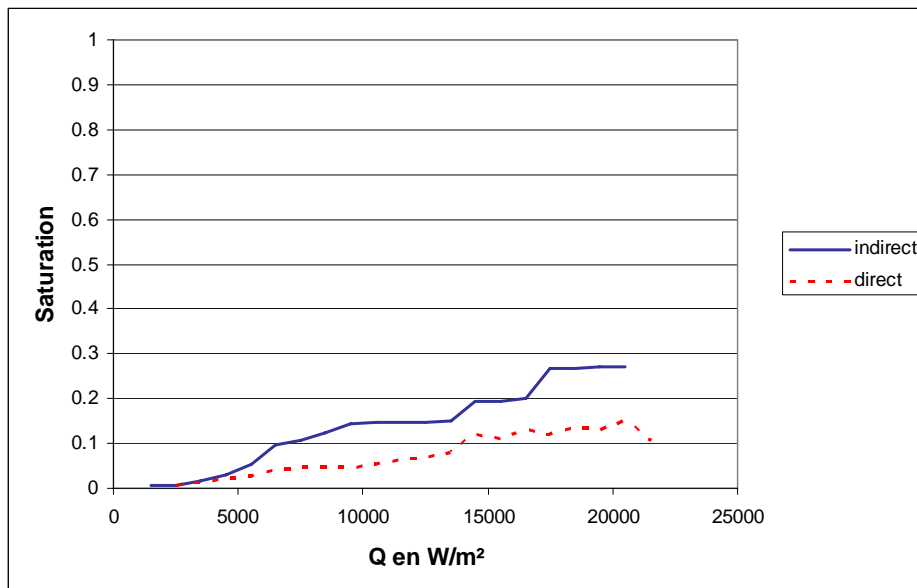


Figure V-13 : Evolution de la saturation de la vapeur en fonction du flux par les 2 méthodes

L'hétérogénéité de la microstructure joue un rôle important dans l'envahissement de la mèche par la vapeur. Les différences entre ces méthodes ne sont pas significatives en ce qui concerne la surchauffe et le calcul du rendement de l'évaporateur (débit liquide). De plus, le désamorçage s'obtient pour des flux du même ordre de grandeur en utilisant les deux méthodes, nous avons donc choisi de faire croître la puissance par états stationnaires successifs. En effet, cette procédure est nettement moins gourmande en temps de calcul

puisque nous partons pour chaque incrément de flux de l'état stationnaire précédent plutôt que de l'état initial où la mèche est pratiquement saturée par la phase liquide.

On fait donc croître la puissance par états stationnaires successifs. On peut alors se demander quelle est l'influence de l'écart (ΔQ) entre les états. ($Q_2 = Q_1 + \Delta Q$)

Nous avons donc fait pour une conductivité fixée ($\lambda_m = 18 \text{ W/m/K}$) des simulations pour $\Delta Q = 250, 500$ et 1000 W/m^2 .

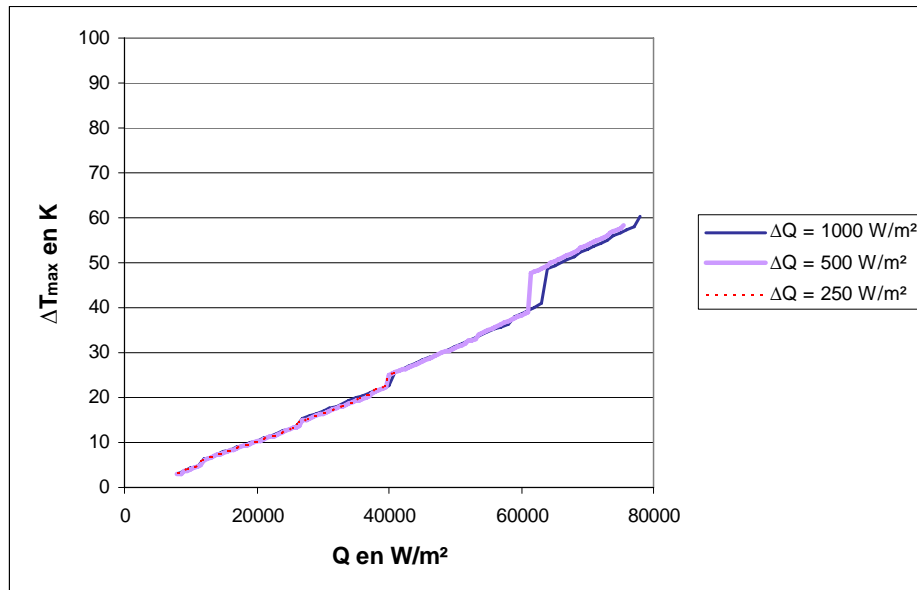


Figure V-14 : Evolution de la surchauffe du bâti métallique en fonction du flux

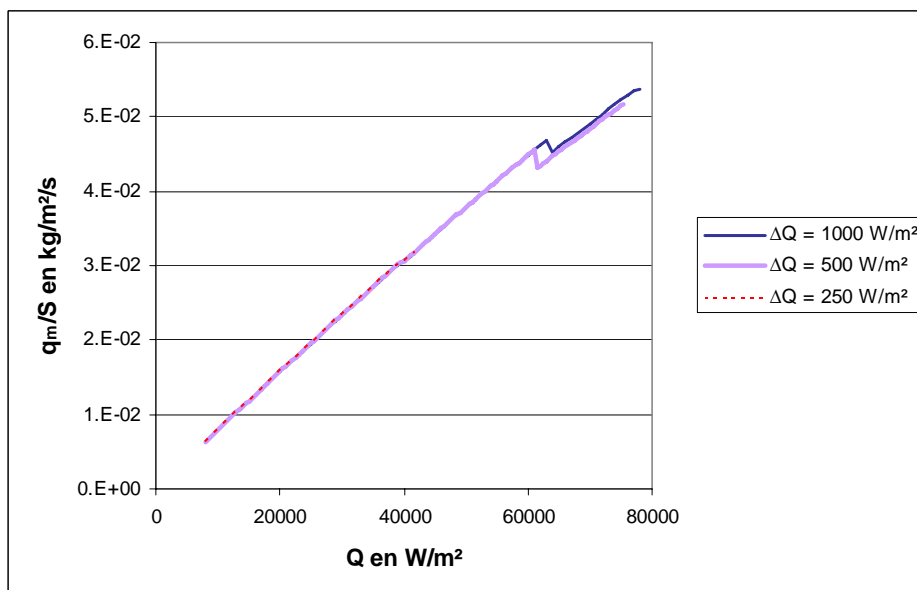


Figure V-15 : Evolution du débit de vapeur formé en fonction du flux

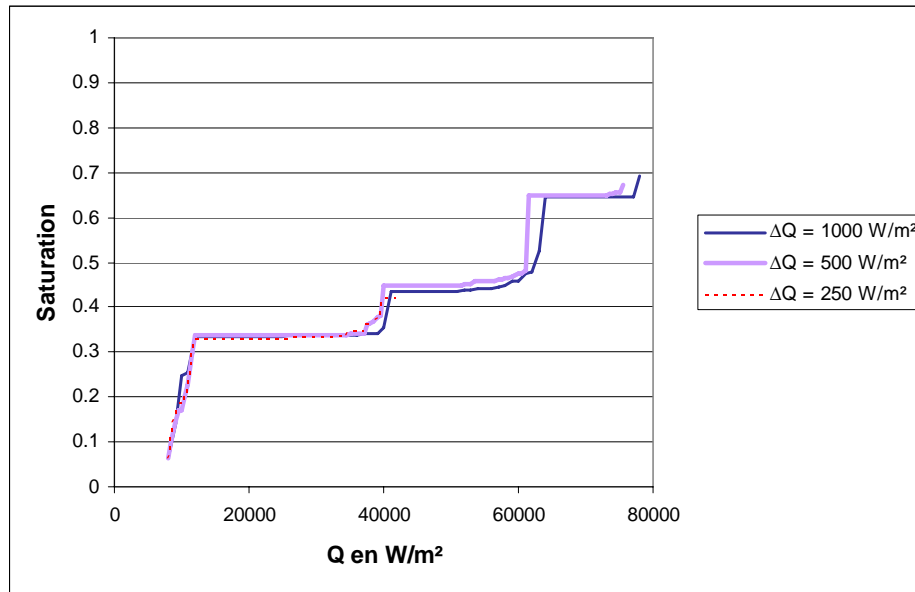


Figure V-16 : Evolution de la saturation de la vapeur en fonction du flux

On constate, quelque soit cet écart, que tous les paramètres évoluent de la même manière, même la forme de la poche de vapeur est pratiquement la même.

Pour une question de rapidité nous avons donc choisi de faire varier ce flux par paliers de 1 000 W/m²

V.2 Description phénoménologique de l'évolution de la poche vapeur.

Les résultats présentés dans cette section concernent le suivi de la progression de la phase vapeur au sein de la mèche pour différentes valeurs de la puissance appliquée à l'évaporateur.

Les calculs ont été réalisés avec une conductivité thermique de la matrice poreuse $\lambda_m = 18 \text{ W/m/K}$ ($\lambda_\ell^* \approx 8 \text{ W/m/K}$, c'est-à-dire une mèche conductrice) et pour un étalement du diamètre des liaisons compris entre 4 et 10 μm ($\varnothing_{\text{moy}} = 7 \mu\text{m}$).

Comme l'indiquent les figures ci-dessous (Figures V-17, V-18 et V-19) relatives à l'évolution du champ de température dans la mèche, plusieurs phases peuvent être distinguées dans le fonctionnement de l'évaporateur selon les valeurs de la charge thermique. Nous avons donc vu une première phase dans le paragraphe précédent lorsqu'il n'y a pas encore présence de poche vapeur sous l'ailette.

Lorsqu'il y a apparition de la vapeur sous l'ailette, la pression capillaire située en limite supérieure de mèche est suffisante pour maintenir l'interface liquide/vapeur proche de la surface de la mèche, qui reste donc saturée par la phase liquide (Figure V-17). Ce régime est obtenu pour des gammes où le flux imposé n'est pas très élevé (inférieur à 8 000 W/m²).

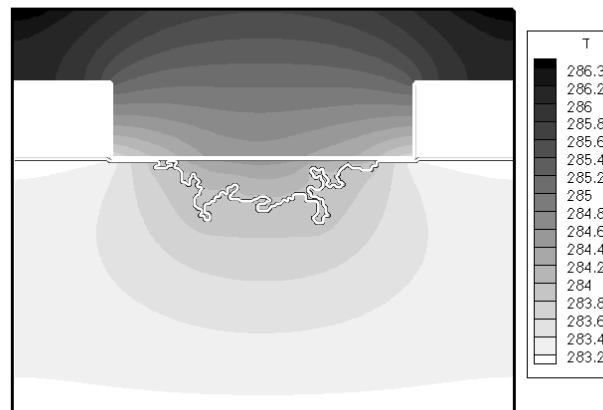


Figure V-17 : Champ de température (en K) et profil de la poche vapeur pour un flux de 8 000 W/m²

Lorsque la puissance à évacuer augmente (Figures V-18 et V-19), le débit massique, donc la chute de pression dans la vapeur, augmente, et en certains points, la pression de vapeur atteint le seuil capillaire d'invasion de certaines liaisons. Dans ces conditions, l'interface liquide/vapeur pénètre plus facilement à l'intérieur de la mèche.

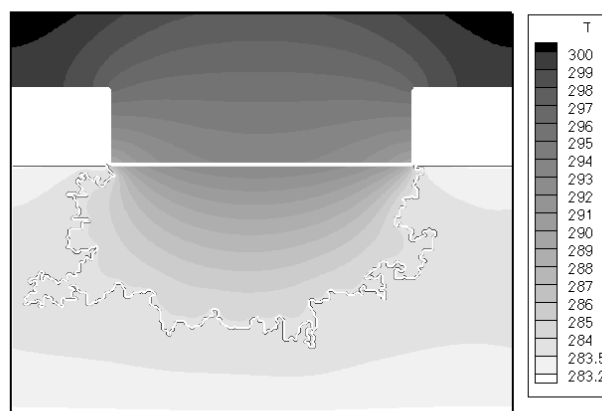


Figure V-18 : Champ de température (en K) et profil de la poche pour un flux de 32 000 W/m²

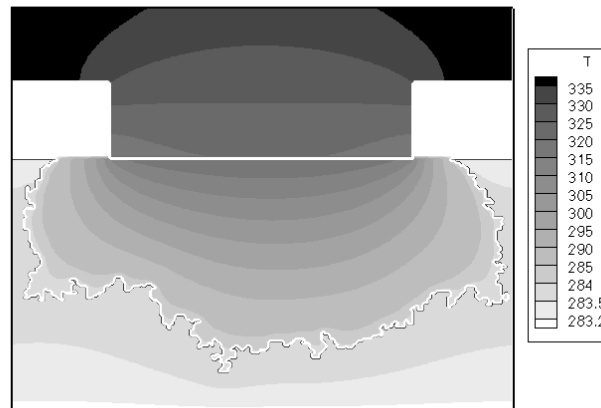


Figure V-19 : Champ de température (en K) et profil de la poche pour un flux de 80 000 W/m²

Lorsque la charge thermique continue à croître, le gradient de pression dans la vapeur augmente, un nombre de plus en plus important de liaisons est sollicité et la zone vapeur se développe largement à l'intérieur de la mèche. On observe que l'interface présente une configuration extrêmement irrégulière, avec des « caps » (si par analogie l'interface est vue comme une cote rocheuse très irrégulière) qui précèdent largement le front moyen séparant la vapeur et le liquide. Ce sont ces « caps » ou digitations capillaires qui, se développant aléatoirement, peuvent entraîner le désamorçage.

Cette évolution est aussi caractérisée par l'accroissement et la diminution conjointe des domaines occupés par les phases vapeur et liquide. Ceci est illustré sur la figure V-20 (L_s = nombre de liaisons au niveau du contact mèche cannelure envahi par la vapeur divisé par le nombre total de liaisons au niveau de ce contact).

On observe que pour 3 zones ($23\,000 < Q < 31\,000$ W/m², $32\,000 < Q < 43\,000$ W/m² et $44\,000 < Q < 66\,000$ W/m²) la saturation de la poche vapeur n'évolue pratiquement pas (donc la position de l'interface non plus) (Figures V-21 et V-22). Cette interface est positionnée sur des liaisons de faibles diamètres et la zone de sortie de vapeur, comprise entre l'ailette et la zone saturée par le liquide dans la mèche offre une section assez grande (L_s) pour permettre aux débits correspondants à ces puissances de s'évacuer.

On constate sur la figure V-21 que la poche vapeur durant certains paliers n'évolue plus en profondeur ($25\,000 < Q < 60\,000 \text{ W/m}^2$). Durant ces paliers la saturation augmente ($41\,000 < Q < 44\,000 \text{ W/m}^2$ et $25\,000 < Q < 35\,000 \text{ W/m}^2$) ce qui implique que la poche ne fait que s'élargir sur les côtés en empêchant ainsi la formation de digitations qui pourraient entraîner un désamorçage.

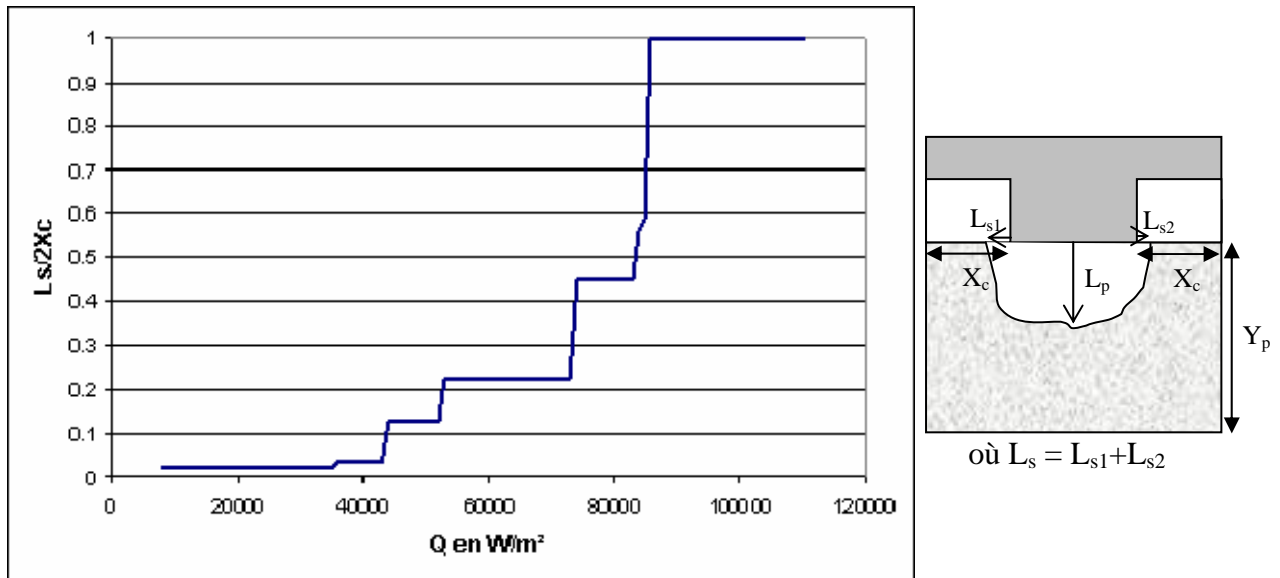


Figure V-20 : Evolution de l'envahissement de la vapeur au niveau des cannelures en fonction du flux de chaleur (L_s = nombre de liaisons au niveau du contact mèche/cannelures envahi par la vapeur divisé par le nombre total de liaisons au niveau de ce contact)

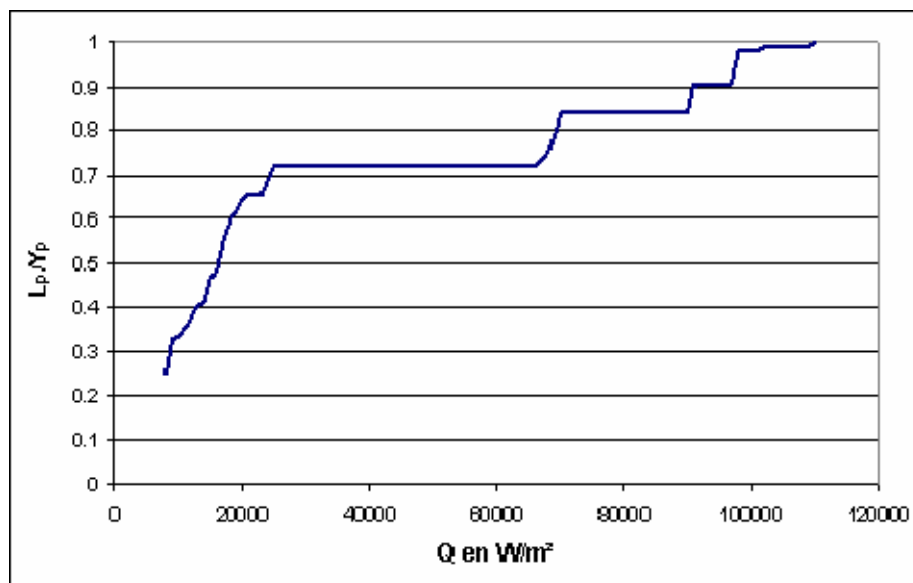


Figure V-21 : Evolution de la profondeur de la poche vapeur en fonction du flux de chaleur

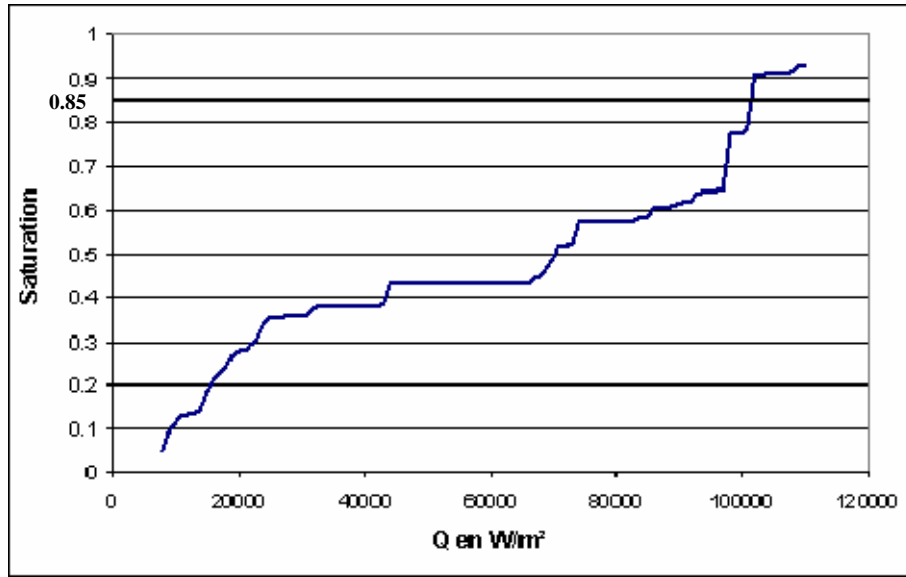


Figure V-22 : Evolution de la saturation de la vapeur en fonction du flux de chaleur

Nous avons représenté sur la figure suivante V-23 l'évolution, en régime stationnaire, de la chute de pression dans la zone vapeur (entre le maximum de pression dans la phase vapeur et le bord de l'ailette, $\Delta P_{\text{mècheV}} = \text{Max}(P_v) - P_{\text{can}}$) et dans la zone liquide (entre la pression à l'entrée de la mèche et la pression liquide minimale au niveau de l'interface liquide/vapeur, $\Delta P_{\text{mècheL}} = P_o - \text{Min}(P_\ell)$) en fonction de la densité. Lorsque la puissance augmente et que la poche vapeur augmente fortement, le débit de vapeur s'évacue mieux et la chute de pression dans la vapeur diminue (Q variant de 8 000 à 20 000 W/m^2).

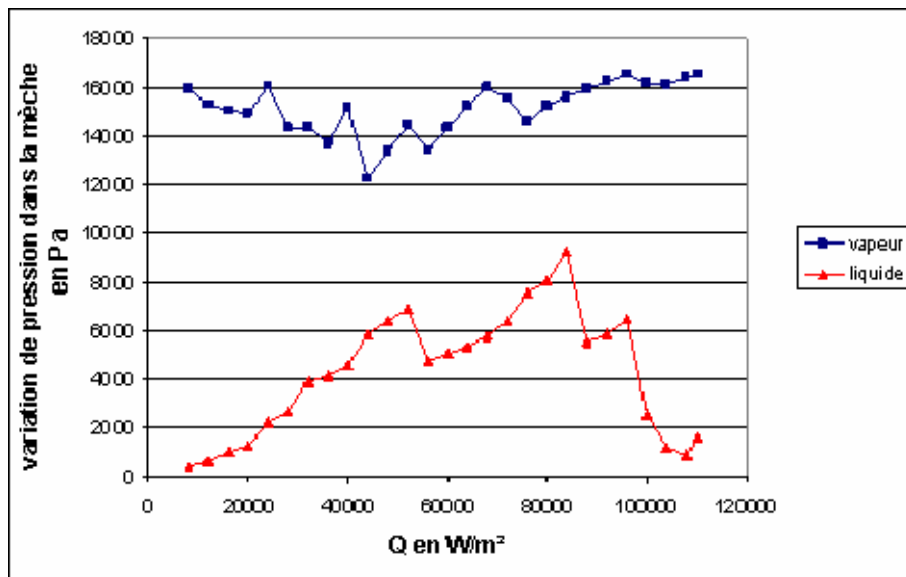


Figure V-23 : Evolution de la chute de pression dans la mèche, dans la phase liquide (« liquide », $\Delta P_{\text{mècheL}} = P_o - \text{Min}(P_\ell)$) et la phase vapeur (« vapeur », $\Delta P_{\text{mècheV}} = \text{Max}(P_v) - P_{\text{can}}$) en fonction du flux de chaleur

Lorsque la puissance à évacuer augmente, c'est-à-dire que le flux massique de vapeur à évacuer croît, on observe que la pression de vapeur augmente lorsque la poche de vapeur n'évolue plus (Q variant de 44 000 W/m² à 52 000 W/m² et de 56 000 à 64 000 W/m²). Cette situation persiste jusqu'à ce que la limite capillaire des petites liaisons soit atteinte, après quoi, celles-ci étant évacuées, l'ouverture de la poche vapeur dans les cannelures augmente et de ce fait la pression de vapeur diminue à nouveau. ($Q = 44\,000$ W/m², $Q = 56\,000$ W/m², $Q=76\,000$ W/m²)

Le développement de la zone de vapeur se traduit évidemment par une augmentation de la surchauffe de l'ailette, comme illustré par la figure suivante V-24.

Dès les premiers flux, la poche de vapeur étant petite, la mèche reste saturée par la phase liquide et la vaporisation se produit entre l'ailette et la mèche. La résistance thermique est faible, il n'y a donc pratiquement pas de surchauffe. Lorsque la zone de vapeur se développe au sein de la mèche pour des flux plus importants, la résistance thermique augmente et la surchauffe apparaît. Dans ce cas en effet la plus grande partie de la vapeur est fournie dans la zone située sous l'ailette favorisant ainsi cette surchauffe.

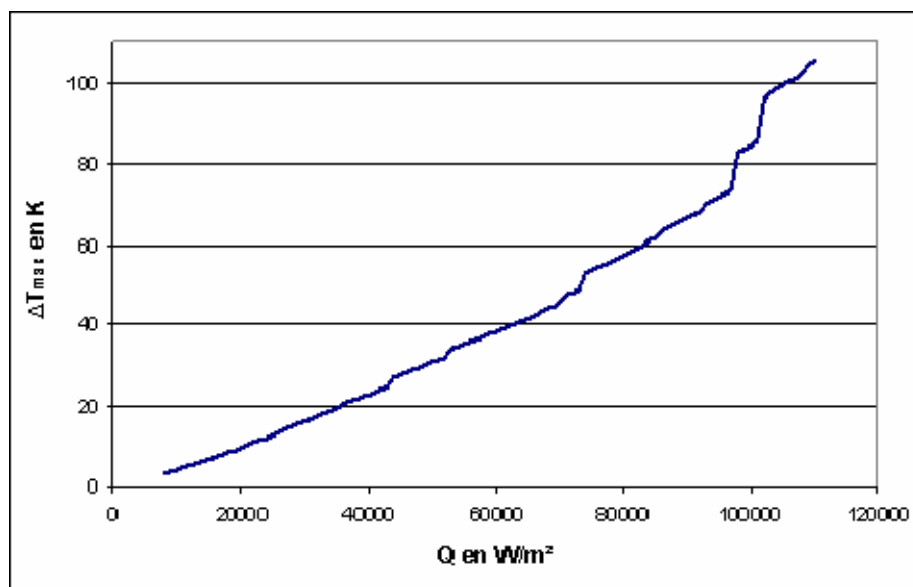


Figure V-24 : Evolution de la surchauffe maximale du bâti métallique en fonction du flux de chaleur

Lorsque la taille de la poche vapeur augmente brusquement par exemple ici à $Q = 44\,000$, $74\,000$ et $98\,000$ W/m^2 , la surchauffe de l'ailette subit aussi une brusque augmentation. Ces brusques augmentations correspondent à une forte élévation de la saturation de la poche vapeur qui isole encore plus le bâti métallique de l'alimentation liquide. Il est à noter que cette évolution en escalier est exacerbée dans nos simulations 2D. On s'attend à ce qu'elle soit plus lisse en 3D en raison de l'effet de moyenne apporté par l'évolution longitudinale de la poche.

La dernière phase de fonctionnement observée correspond au développement de la zone vapeur dans la mèche jusqu'à atteindre la limite capillaire de l'évaporateur. Dans ce cas, il n'existe plus de liaisons suffisamment petites pour stabiliser l'interface de vaporisation et la poche de vapeur ne fait que s'accroître. (Figure V-25).

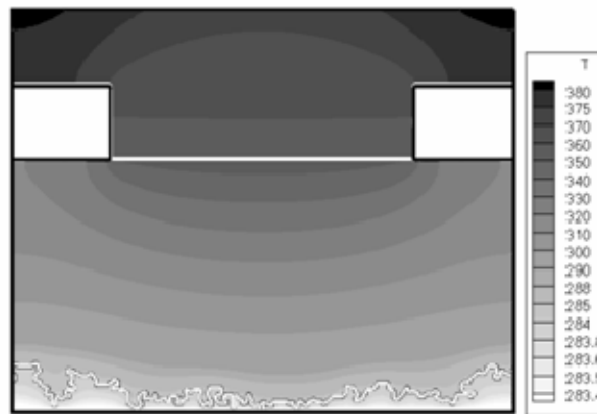


Figure V-25 : Champ de température (en K) et profil de la poche vapeur pour un flux de 102000 W/m^2

En examinant l'évolution de l'énergie consommée par vaporisation jusqu'au désamorçage en fonction de la puissance appliquée, on observe que ce phénomène se traduit par une chute brutale de la production de vapeur (et donc du rendement de l'évaporateur).

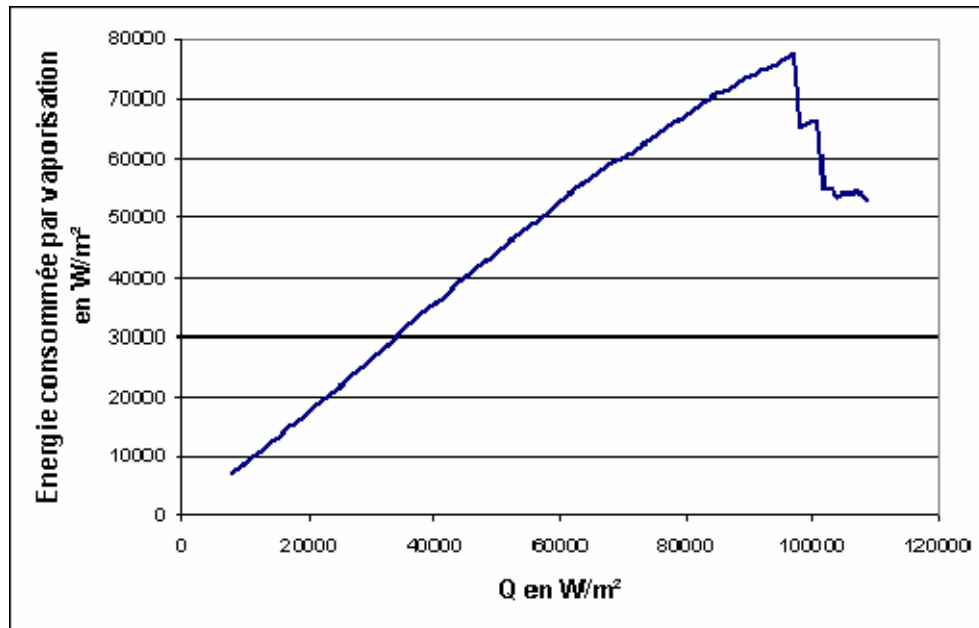


Figure V-26 : Evolution de l'énergie consommée par vaporisation en fonction du flux de chaleur

Cette baisse de production de vapeur s'accompagne simultanément d'une forte hausse de la surchauffe. Sur les Figures V-24 et V-26, à partir du flux $Q = 102\,000 \text{ W/m}^2$, on observe cette forte hausse de surchauffe ainsi que la chute de production de la vapeur. Cette chute correspond à une saturation de 0.85, c'est-à-dire lorsque la mèche est envahie à 85% par la vapeur. Ceci correspond aussi à la limite où le rendement de l'évaporateur η (rapport de l'énergie consommée par vaporisation divisée sur la puissance totale appliquée sur l'ailette) commence à chuter et devient inférieur à 60%, (Figure V-27).

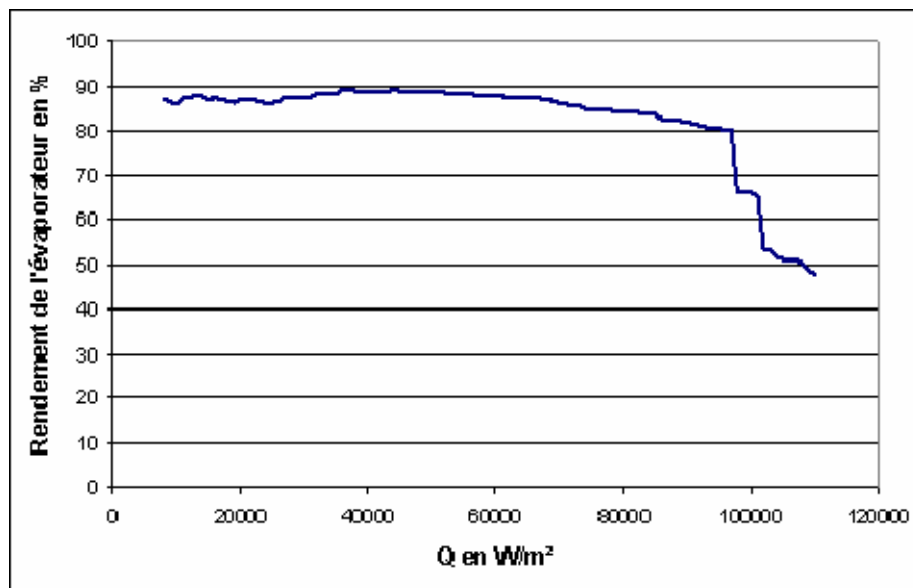


Figure V-27 : Rendement de l'évaporateur en fonction du flux de chaleur

La production de vapeur se fait essentiellement au niveau de l'interface liquide/vapeur à l'intérieur de la mèche, car la vapeur qui arrive dans la cannelure arrive dans des proportions beaucoup plus importantes par cette poche de vapeur que par la vaporisation du liquide au niveau de l'interface mèche/cannelure. Ceci est illustré par la Figure V-28 montrant le débit de liquide vaporisé ainsi que le débit de vapeur sortant de la poche vapeur au niveau de l'interface mèche/cannelure sur le débit total de vapeur sortant.

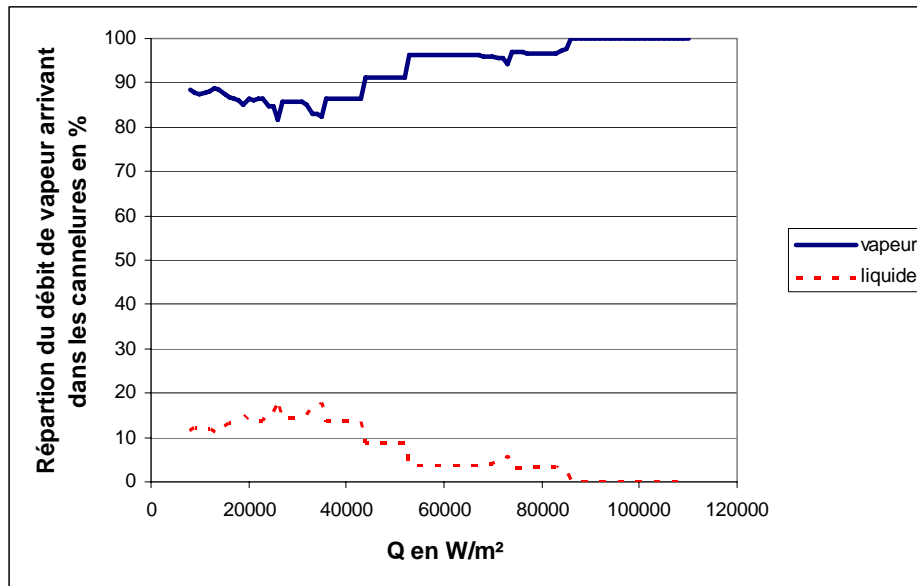


Figure V-28 : Répartition du débit de vapeur arrivant dans la cannelure ; « vapeur » signifie à partir de la poche vapeur, « liquide » signifie à partir du liquide en contact avec la cannelure

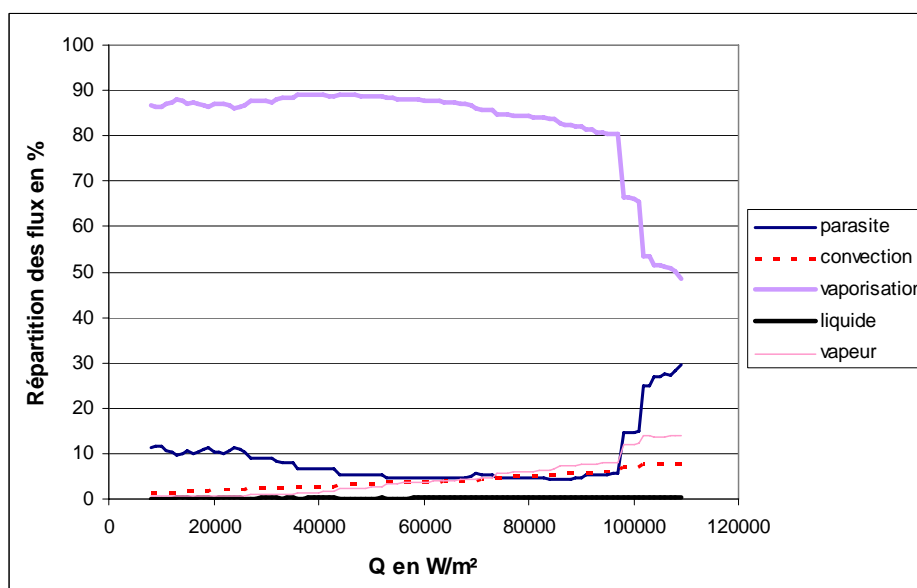


Figure V-29 : Répartition du flux de chaleur

Une partie du flux de chaleur imposé sur le bâti métallique sert à la vaporisation du liquide, c'est ce flux qui détermine le rendement défini précédemment (courbe « vaporisation » de la figure V-29). Une autre est perdue par convection au niveau du contact entre le bâti métallique et la cannelure (courbe « convection »). On appelle flux parasite, le flux qui est perdu par conduction à l'entrée de la mèche poreuse (courbe « parasite ») qui réchauffe le réservoir. Le flux imposé est également consommé en partie pour réchauffer le liquide, de sa température d'entrée à la température de vaporisation (courbe « liquide »), ainsi que la vapeur, de sa température de vaporisation à sa température de sortie dans les cannelures (courbe « vapeur »).

On constate sur la figure V-29, qu'avant d'atteindre le début du désamorçage de la pompe, 85% du flux de chaleur imposé sert à la vaporisation du fluide, moins de 10% du flux est perdu par convection au niveau des cannelures et par contre il y a quand même entre 5% et 15% du flux qui est perdu dans la mèche et qui se dirige vers le réservoir. Dès que l'on s'approche des conditions de désamorçage, ce flux perdu se met à augmenter fortement et entraîne la chute du rendement de l'évaporateur. Il est évidemment souhaitable de diminuer autant que possible le flux parasite.

On distingue donc deux limites de fonctionnement de notre système :

- lorsque la vapeur traverse toute la mèche et fait chuter le rendement de l'évaporateur, c'est le désamorçage. Le flux correspondant à cette limite de fonctionnement est appelé flux de désamorçage ($Q_{\text{dés}}$) (= limite capillaire),
- lorsque que la surface extérieure du bâti métallique atteint une température limite de surchauffe (T_{max}). Le flux correspondant à cette limite de fonctionnement est appelé flux de température maximum (Q_{Tmax}) (= limite de surchauffe).

Le principe de l'étude est donc d'analyser la réponse du système en fonction de différents paramètres d'intérêt (par exemple la conductivité thermique de la matrice) en faisant varier la puissance imposée jusqu'à ce qu'on atteigne une de ces deux limites.

V.3 Conductance

Les variations de la conductance de l'évaporateur ($C_{\text{évap}} = \frac{Q}{T_{\text{max}} - T_{\text{can}}}$) pour l'exemple considéré dans ce chapitre sont montrées sur la figure V-30 en fonction de la puissance imposée pour le cas où il n'y a pas encore présence de poche vapeur dans la mèche ainsi que lorsque celle-ci se développe.

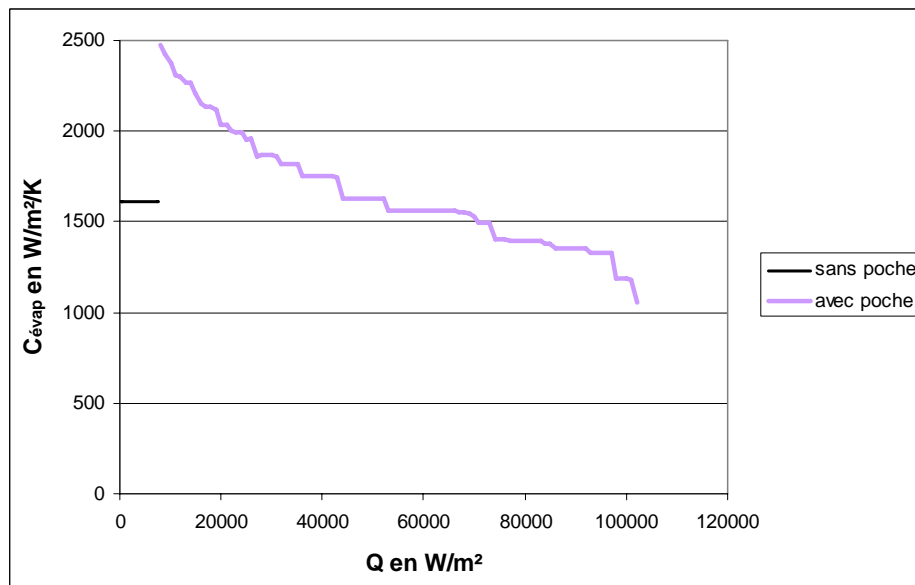


Figure V-30 : Variations de $C_{\text{évap}}$ en fonction du flux de chaleur imposé

Un premier résultat notable est que la conductance est pratiquement constante tant qu'il n'y a pas de poche vapeur (cf Chapitre IV) alors qu'elle varie notablement avec le développement de la poche vapeur.

Un résultat surprenant est que la conductance est nettement plus élevée dans le cas où il y a présence d'une poche vapeur, du moins tant que celle-ci n'est pas trop développée. Cette augmentation peut être attribuée à une meilleure évacuation de la vapeur dans la zone de vaporisation. Par contre lorsque la poche vapeur grossit, la conductance diminue pour se rapprocher de la valeur correspondant à la situation où la poche est saturée de liquide.

Enfin, le saut de conductance à la transition mèche saturée/mèche avec poche vapeur débouchant peut s'expliquer par le fait que nous ne considérons pas la situation intermédiaire où la poche de vapeur ne débouche pas dans les cannelures (cf la Remarque à la fin de la section V.1 au début de ce chapitre).

V.4 Evolution sur l'ensemble de la plage de flux étudiés

Dans cette section, nous résumons les évolutions typiques obtenues pour quelques grandeurs d'intérêts (distributions des flux, rendement, surchauffe, cf. § V.3 pour la conductance) lorsque nous faisons varier le flux imposé de telle manière à couvrir les deux régimes, régime à mèche saturée, et régime à poche de vapeur.

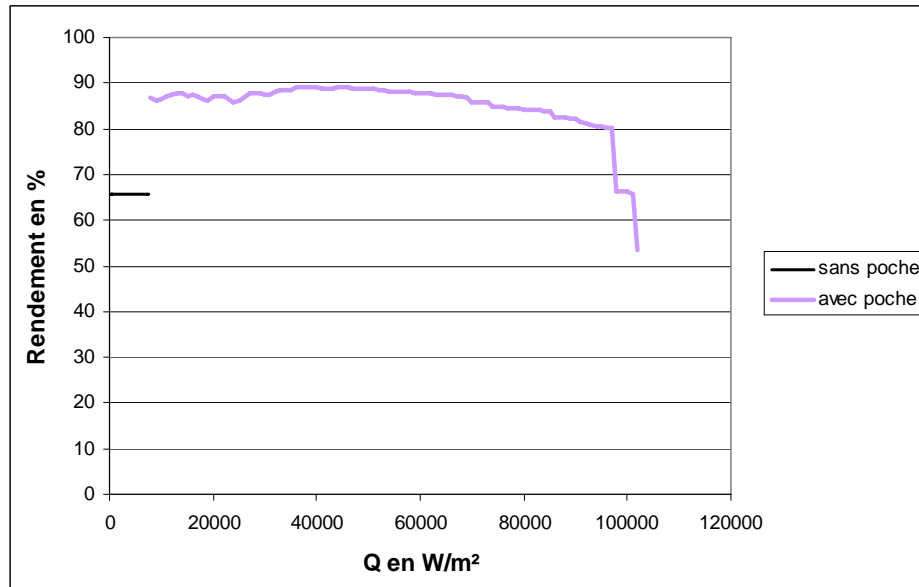


Figure V-31 : Variations du rendement en fonction du flux de chaleur imposé

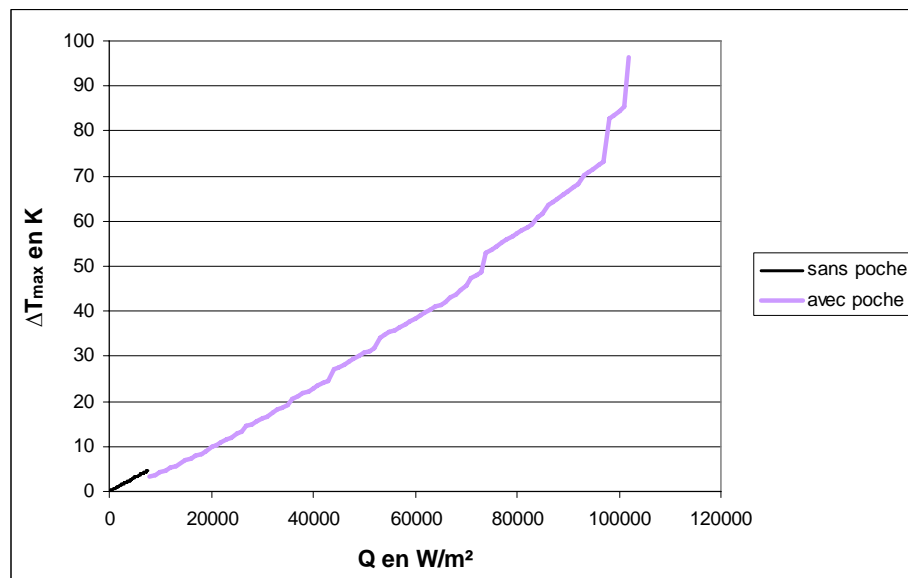


Figure V-32 : Variations de la surchauffe du bâti métallique en fonction du flux de chaleur imposé

Les performances sont donc meilleures lorsqu'il y a présence d'une poche vapeur dans la mèche.

V.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons donc présenté la méthode de résolution utilisée pour étudier les transferts de masse et de chaleur dans la mèche poreuse en présence d'une poche vapeur. La méthode proposée représente un compromis entre rapidité de calcul et rigueur. En particulier, nous avons vu que les résultats pouvaient être affectés par le choix du critère d'invasion (invasions multiples ou au contraire invasion d'une seule liaison par étape) et par la façon d'imposer le flux thermique (par palier ou d'un coup), ce dernier point n'étant pas choquant *a priori* (aspect « historicité », la solution stationnaire dépend de la façon de l'atteindre). Le principe de calcul est ici d'appliquer toujours la même « règle du jeu » dans les calculs, l'idée étant, répétons le, d'effectuer des analyses de sensibilité et de comparer des solutions plutôt que d'effectuer des calculs très précis. Il n'en reste pas moins qu'il serait intéressant de développer une approche plus rigoureuse (basée sur une marche dans le temps), qui permettrait à la fois d'évaluer la qualité des approximations effectuées dans notre travail et de fournir un premier outil de calcul des transferts en régime transitoire. Il est à noter cependant que les résultats de notre modèle sont en accord qualitatif avec les expériences présentées au chapitre suivant, ce qui constitue une validation intéressante de l'approche retenue.

Notre modèle permet une analyse détaillée des transferts au sein de la section de l'évaporateur en présence d'une poche vapeur. La présence de cette poche a un effet marqué sur le fonctionnement de l'évaporateur. D'extension variable selon la puissance du flux, elle introduit une résistance thermique importante qui favorise la surchauffe de l'ailette, affecte l'efficacité globale de l'évaporateur et peut réchauffer le réservoir d'alimentation liquide car du flux est perdu par l'entrée de la mèche.

Chapitre VI : Validation (étude expérimentale*)

Le but de cette étude est d'apporter des éléments de validation à la modélisation effectuée. Il s'agit notamment de vérifier l'existence d'une poche vapeur dans la mèche poreuse et donc de vérifier que la vaporisation se fait à partir d'un front et non sous la forme d'une ébullition instationnaire par exemple.

Le dispositif expérimental que nous avons mis en place vise à représenter une section d'évaporateur suivant une configuration voisine de celle étudiée numériquement dans les autres chapitres de la thèse.

Notons que l'étude expérimentale présentée dans ce chapitre n'est pas une étude expérimentale quantitative détaillée des phénomènes se produisant dans le dispositif étudié. Encore une fois, il s'agit simplement d'apporter des éléments suffisants pour conforter le bien fondé de la modélisation réalisée. Toutefois les résultats obtenus laissent à penser qu'une expérimentation plus soignée du type de celle présentée ici serait très intéressante en tant que telle.

VI.1 Présentation générale du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental que nous avons mis en place, est un système ouvert contenant un élément modèle 2D d'évaporateur capillaire, dont la mèche poreuse est constituée de billes métalliques disposées aléatoirement. Cet « évaporateur » est relié à un réservoir qui permet d'alimenter la mèche en fluide. L'ensemble est placé dans une enceinte climatique dont on contrôle la température. On applique un flux de chaleur sur le bâti métallique. Une quantité de fluide se vaporise, cette vapeur est emmenée à l'extérieur de l'enceinte et se recondense. Une caméra nous permet de visualiser la formation de la vapeur à l'intérieur du micromodèle.

* Cette étude expérimentale a été effectuée en collaboration avec O. Chapuis (doctorant, conception du micromodèle) et L. Lachassagne (dans le cadre de son stage Master Recherche de l'ENSMA)

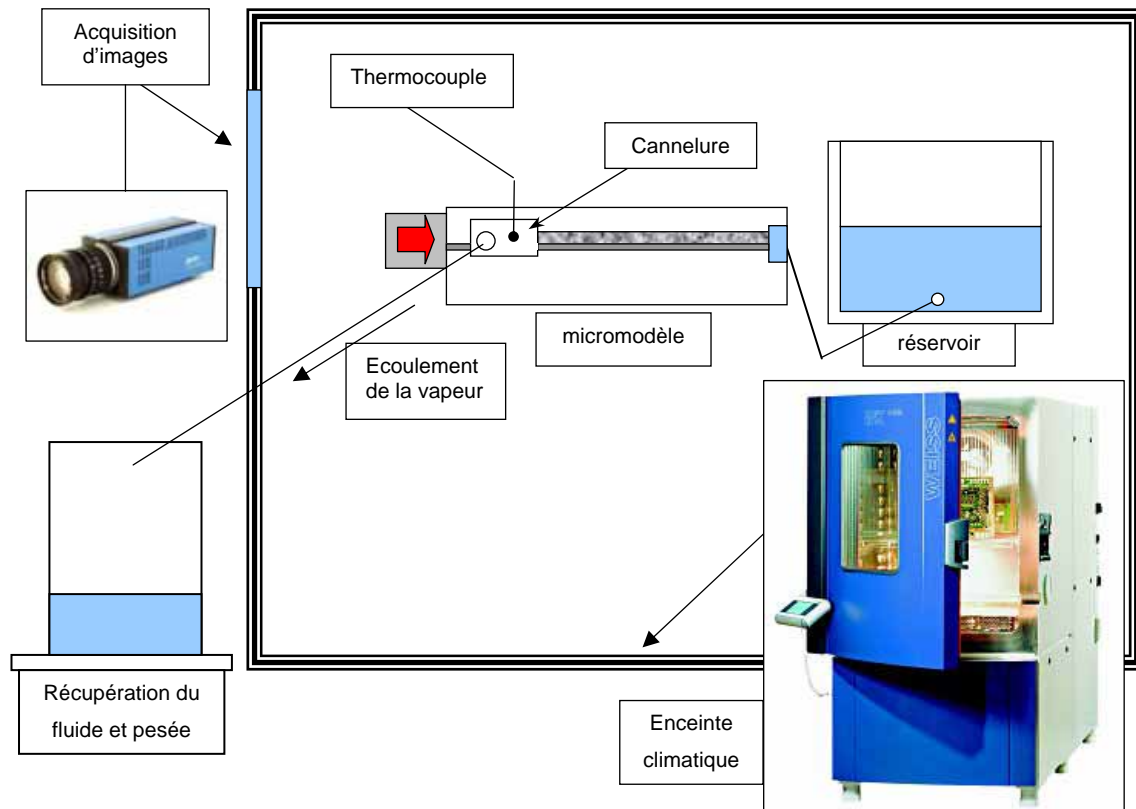


Figure VI-1 : Schéma du dispositif expérimental

VI.2 Le micromodèle

Le micromodèle est constitué d'une partie basse en plexiglas sur laquelle est posé le milieu poreux qui est relié au bâti métallique. Un couvercle en plexiglas transparent est fixé par serrage. Un joint mou en silicone RTV transparent intercalé entre la partie basse et le couvercle permet d'assurer une bonne étanchéité lors du serrage.

Le milieu poreux est constitué d'une monocouche de billes d'acier* de petits diamètres (1 mm) réparties aléatoirement sur une fine plaque en laiton d'épaisseur 2 mm. Par l'intermédiaire de cette fine plaque, une partie du flux de chaleur imposé sera transmis aux billes ce qui permettra une meilleure vaporisation du fluide. Les billes ont été choisies en acier en raison de la grande conductivité thermique de ce matériau ($\lambda_b = 46 \text{ W/m/K}$).

* SORB Industrie 18, rue Leibniz-75018 PARIS, www.sorb-industries.com

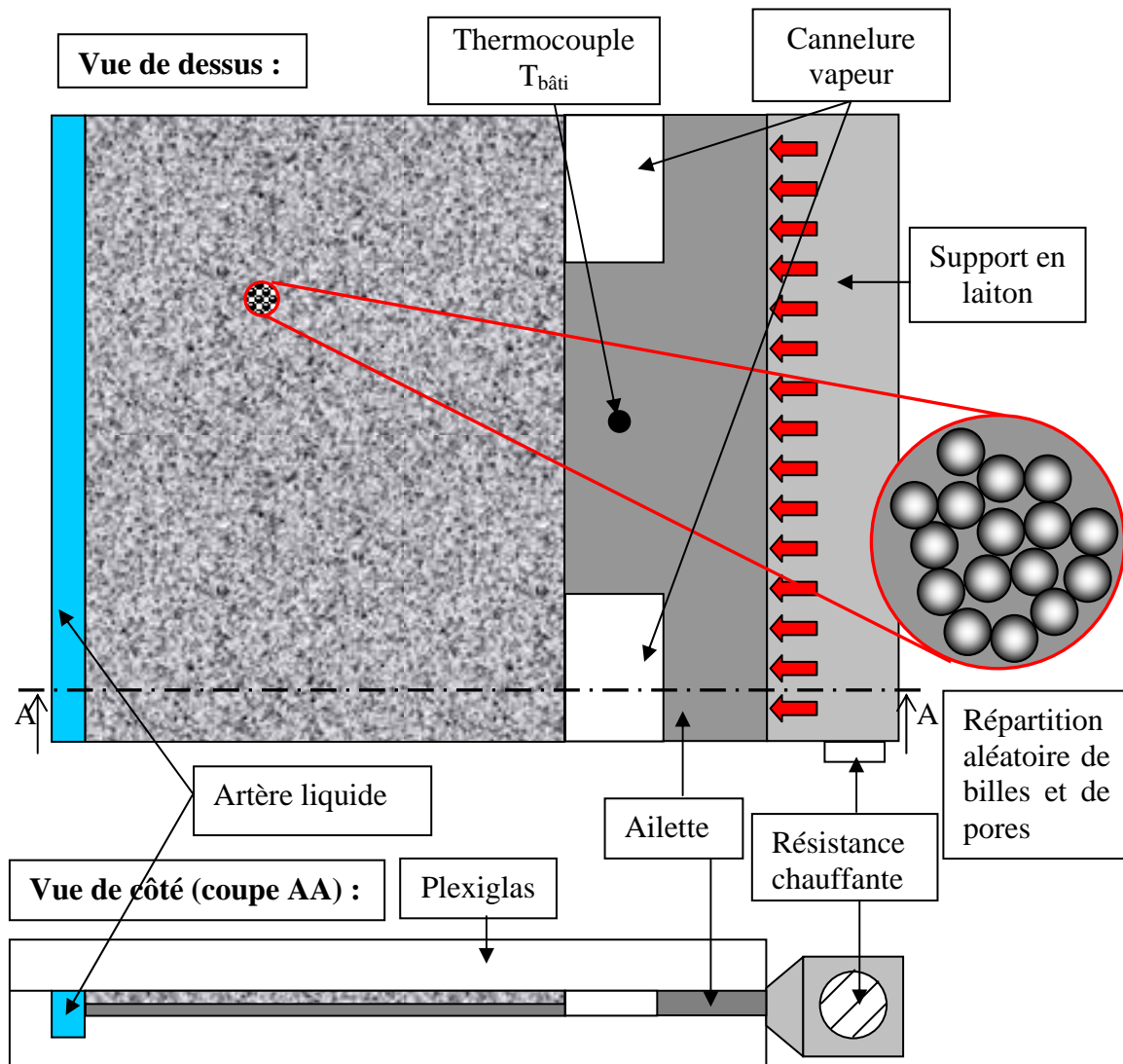
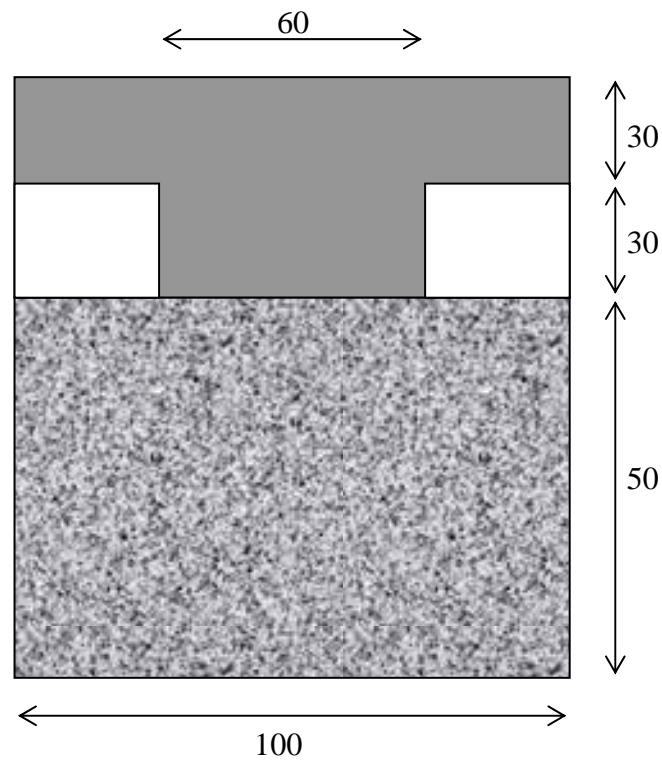


Figure VI-2 : Schéma du micromodèle

Méthode de fabrication du milieu poreux :

- une fine couche de colle (résine époxy associée à un durcisseur) est déposée sur la plaque de laiton,
- les billes sont versées sur cette couche de colle. On obtient ainsi une répartition aléatoire des billes sur la plaque,
- le surplus de billes est retiré pour n'avoir qu'une seule couche de billes formant le milieu poreux.

Les dimensions du micromodèle sont présentées ci-dessous.



Les dimensions sont en mm.

Les propriétés des matériaux sont également données ci-dessous :

- Pour l'ailette en laiton
 - Conductivité thermique $\lambda_a = 110 \text{ W/m/K}$
 - Masse volumique $\rho_a = 8450 \text{ kg/m}^3$

- Pour les billes en acier inoxydable
 - Conductivité thermique $\lambda_b = 46 \text{ W/m/K}$
 - Masse volumique $\rho_b = 7650 \text{ kg/m}^3$



Figure VI-3 : Le micromodèle

Il est nécessaire de déterminer les grandeurs caractéristiques du micromodèle étudié afin de les utiliser dans les simulations numériques à valider.

VI.3 Détermination des grandeurs caractéristiques

Pour le calcul de la perméabilité et de la pression capillaire, un micromodèle spécial a été construit avec des billes en acier de 1 mm. Sa longueur fait 12 cm et sa largeur 10 cm.



Figure VI-4 : Le micromodèle utilisé pour la mesure de la perméabilité et de la pression capillaire

Tous les essais sont réalisés avec de l'eau déminéralisée (pour éliminer les impuretés) et celle-ci sera le fluide mouillant pour le calcul de la pression capillaire.

VI.3.1 Mesure de la perméabilité

La méthode retenue, pour mesurer la perméabilité K d'un milieu poreux lorsque le fluide qui le sature est initialement au repos, consiste à créer une différence de pression (ΔP) entre ses extrémités. Le relevé de l'évolution du débit de fluide $Q(t)$ ainsi produit et de $\Delta P(t)$ pendant la relaxation permet de calculer la perméabilité K .

➤ Calcul de K :

Le montage expérimental est présenté sur la figure suivante :

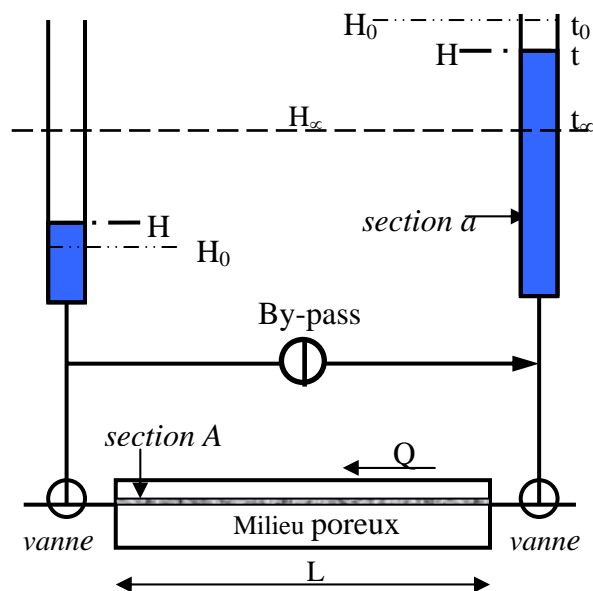


Figure VI-5 : Expérience de mesure de la perméabilité

- a : section de la colonne de fluide,
- A : section du milieu poreux,
- μ : viscosité du fluide,
- L : longueur du milieu poreux,
- K : perméabilité monophasique.

A l'équilibre hydrostatique, le fluide est à la hauteur H_∞ . Il sera à cette même position en fin de relaxation. A l'instant t_0 le déséquilibre vaut H_0 .

Au temps t :

La différence de pression aux extrémités du milieu poreux a pour expression :

$$\Delta P = 2\rho g(H(t) - H_{\infty})$$

La vitesse de décroissance de la hauteur du fluide vaut $\frac{dH}{dt}$. Le débit a donc pour expression :

$$Q(t) = a \frac{dH}{dt} \text{ . C'est aussi le débit qui traverse le milieu poreux.}$$

En utilisant la loi de Darcy on a donc :

$$\frac{a}{A} \frac{dH}{dt} = - \frac{K}{\mu} \frac{2\rho g(H - H_{\infty})}{L} \quad \text{soit} \quad \frac{dH}{H - H_{\infty}} = - \frac{2\rho g AK}{\mu a L} dt$$

La résolution de cette équation différentielle donne :

$$\ln H^* = - \frac{2\rho g AK}{\mu a L} t \quad \text{avec} \quad H^* = \frac{H - H_{\infty}}{H_0 - H_{\infty}}$$

Il suffit donc de déterminer la pente p de la fonction $\ln H^* = f(t)$ pour calculer la perméabilité :

$$K = -p \frac{\mu a L}{2\rho g A}$$

Les travaux de Zarcone (1994) ont montré que la fonction $\ln H^* = f(t)$ est bien une droite avec des mesures d'une précision de $\pm 2,5\%$.

➤ Résultats

De nombreuses mesures (soit une soixantaine) ont été faites. La valeur de K retenue est la valeur moyenne de ces mesures.

	Billes de diamètre (d) 1 mm
Perméabilité K (m^2)	$9,68.10^{-11}$
Ecart-type σ (m^2)	$4,8.10^{-11}$
K/d^2	$9,68.10^{-5}$

VI.3.2 Courbes de pression capillaire

La technique la plus courante pour déterminer les pressions capillaires est la méthode d'invasion capillaire dont le principe général est le suivant :

En drainage, l'échantillon est d'abord saturé en fluide mouillant. Une extrémité de l'échantillon est en contact avec une membrane semi-perméable (du papier buvard a été utilisé dans l'expérience) ne laissant passer que le fluide mouillant. L'autre extrémité de l'échantillon est connectée à un réservoir rempli de liquide non-mouillant. La pression dans le fluide non-mouillant est graduellement augmentée de sorte que le fluide non-mouillant chasse le fluide mouillant hors du milieu poreux jusqu'à la saturation irréductible du fluide mouillant. A chaque palier de pression, la pression capillaire est déterminée à partir de la différence de pression entre les deux fluides et la quantité de fluide mouillant récupérée permet de calculer la saturation globale de l'échantillon. On obtient ainsi la courbe de pression capillaire en drainage.

La pression capillaire, P_c est définie comme la différence entre la pression dans le fluide non-mouillant et la pression dans le fluide mouillant. P_c est donc toujours positive. Les courbes de pression capillaire sont représentées en fonction de la saturation en fluide mouillant. La technique utilisée lors de la réalisation de nos courbes de drainage est présentée en Annexe C. Le micromodèle est formé de billes de 1 mm de diamètre.

➤ Résultats :

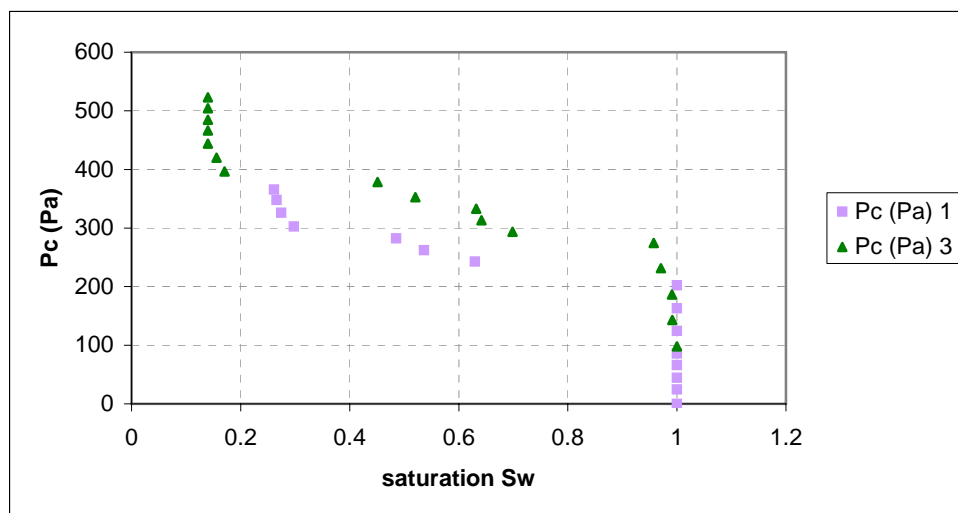


Figure VI-6 : Comparaison des deux essais

Notons aussi que toutes les courbes n'arrivent pas à la saturation nulle (milieu poreux totalement envahi). En effet une fois que l'air a atteint la membrane semi-perméable, il n'y a plus de saut de pression entre les deux phases.

➤ Incertitudes :

Plus le volume d'eau retiré du milieu poreux lors d'un palier de mesure est grand, plus l'incertitude sur cette mesure est grande (Figure VI-7). Cependant les mesures doivent être suffisamment espacées pour envahir un groupe de pores assez important. En effet le volume libéré doit être lisible au cathétomètre.

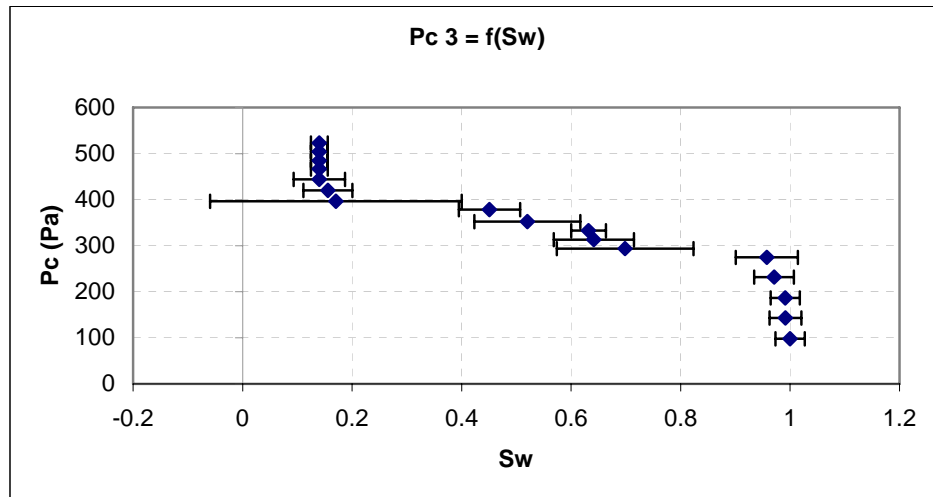


Figure VI-7 : Incertitudes sur le troisième essai de drainage

Ces courbes de drainage nous renseignent sur le chemin emprunté par le fluide non mouillant dans le milieu poreux et sur le mécanisme d'envahissement des pores ou groupes de pores. Il est clair que le fluide non mouillant emprunte le chemin de plus faible pression capillaire (donc le plus aisé) qui correspond, dans un groupe de pores de tailles différentes, aux pores de plus grands diamètres. On tire aussi de ces courbes un rayon moyen de pores à la percée.

P_c à la percée = 400 Pa

L'angle de contact (θ) de l'eau sur l'acier vaut 40° (Zaitsev et Kabov (2006)).

$$P_c = \frac{2\sigma \cos \theta}{r_{\text{moy}}} \quad (\sigma_{\text{eau}} = 72 \text{ mN/m})$$

$r_{\text{moy}} = 0,27 \text{ mm}$ (à la percée)

VI.3.3 Répartition statistique des tailles des liaisons

Deux micromodèles différents avec des billes de diamètre 1 mm ont été testés. Une photographie a été prise à la verticale du second micromodèle dans le but d'obtenir la

répartition statistique des tailles de liaisons par traitement d'image. La méthode d'obtention de cette répartition est donnée en Annexe D.

Notons qu'un diamètre de liaison nul signifie ici que deux billes se touchent. Mais il existe bel et bien un pore de chaque côté de la liaison comme le montre la figure ci dessous.

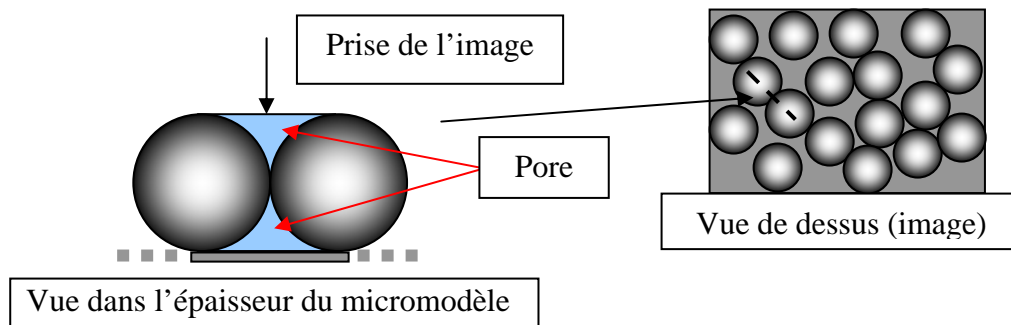


Figure VI-8 : Pore formé par deux billes adjacentes en contact

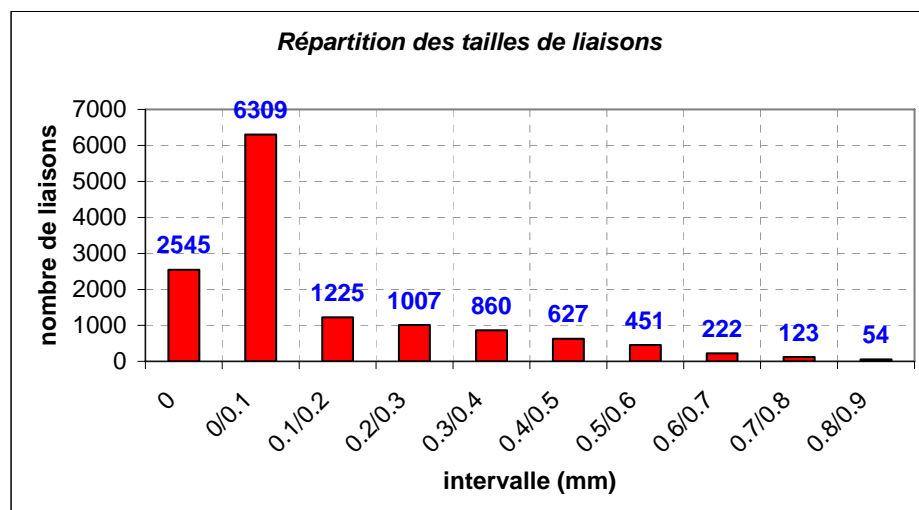


Figure VI-9 : Répartition statistique des diamètres de liaisons

On obtient une distribution non uniforme, dissymétrique avec une queue de distribution assez longue vers les grandes tailles de liaisons. Ce résultat nous servira pour fixer la distribution des tailles de liaison dans nos simulations.

VI.3.4 Calcul de la porosité

La porosité a été calculée de deux manières différentes :

- par pesée du micromodèle vide puis saturé en eau dont on connaît la masse volumique à la température de manipulation. On en déduit la masse d'eau qui sature le micromodèle et donc le volume des pores. Soit :

$$\varepsilon = \frac{\text{volume}_{\text{pores}}}{\text{volume}_{\text{total}}} = \frac{1}{V_{\text{total}}} \frac{m_{\text{eau}}}{\rho_{\text{eau}}}$$

- pour réaliser la répartition statistique de la taille des pores du milieu, une image a été prise à la verticale du micromodèle. Le traitement de cette image nous a permis de connaître le nombre de billes du micromodèle : $N = 4596$. Connaissant les dimensions du milieu on a alors :

$$\varepsilon = \frac{\text{volume}_{\text{pores}}}{\text{volume}_{\text{total}}} = \frac{V_{\text{total}} - V_{\text{billes}}}{V_{\text{total}}}$$

On obtient :

méthode	Pesée	Traitement d'image
ε	0.53	0.52

Les deux méthodes donnent des résultats très proches. L'incertitude sur la première méthode est plus grande à cause de l'incertitude sur la pesée.

VI.4 Le protocole expérimental

VI.4.1 Matériel à disposition

- Enceinte climatique (armoire d'essai thermostatée)
- Micromodèle (cf « conception des micromodèles »)
- Réservoir de fluide de grand diamètre par rapport au circuit (hypothèse de pression constante durant l'essai)
- Fluide caloporteur : « fluorinert™ FC-3284 » (caractéristiques fournies en annexe E), température d'ébullition de 50°C
- Balance
- Résistance de chauffage cylindrique et son alimentation
- Matériel d'acquisition :
 - Caméra haute résolution (2000x2000) PCO,
 - GBF (réglage de la fréquence d'acquisition),
 - Logiciels CamWare et Photoshop.

VI.4.2 Mise en œuvre des expériences

➤ Le micromodèle est porté à saturation en fluide caloporteur dans une enceinte hermétique :

- chaque ouverture du micromodèle est connectée à un réservoir de fluide,
- l'enceinte est mise sous vide,
- les gaz (air,...) se retirent du milieu poreux,
- l'enceinte est alors ramenée à la pression atmosphérique et le fluide du réservoir envahit le milieu poreux,
- on recommence jusqu'à ce que le milieu poreux soit entièrement saturé en phase liquide par le fluide caloporteur.

➤ Le micromodèle saturé est transporté puis placé dans l'enceinte climatique. Il est ensuite connecté au réservoir d'alimentation de fluide et au bac de récupération.

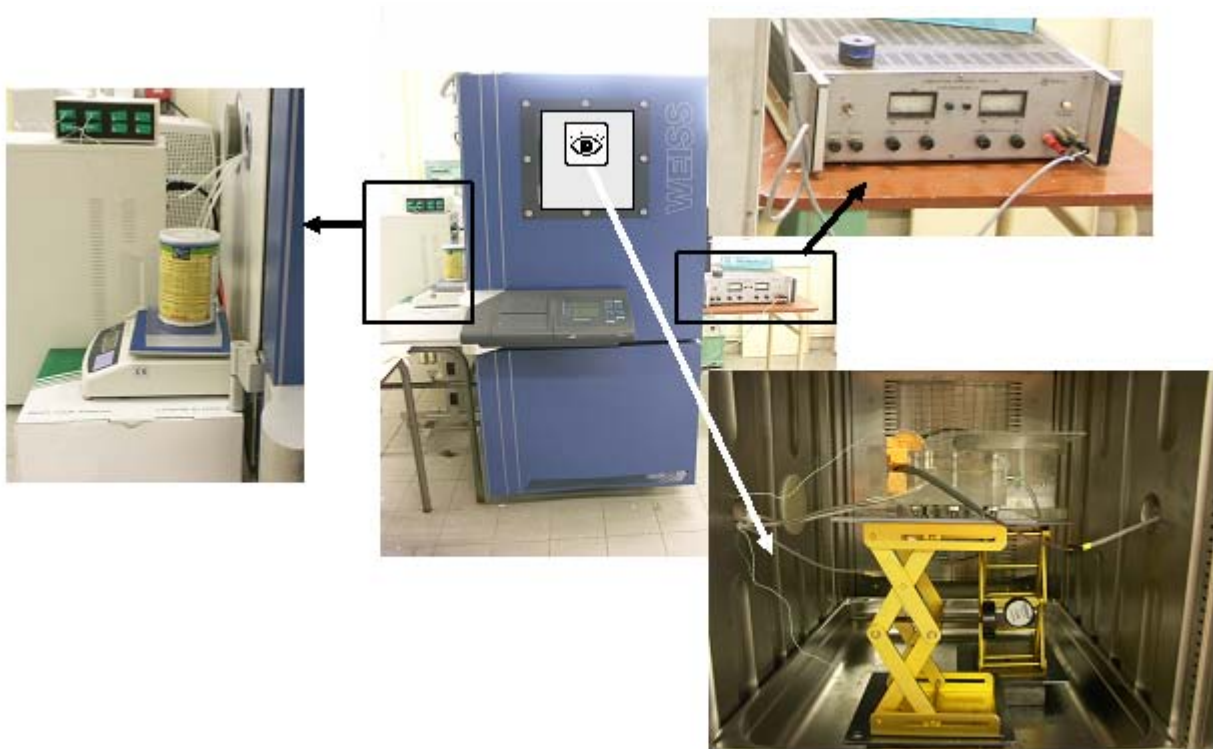


Figure VI-10 : Le dispositif expérimental

- A l'aide d'un niveau, on s'assure de son horizontalité.
- Le thermostat de l'enceinte est enclenché pour maintenir une température de 42°C.
- Le matériel d'acquisition est installé et la mise au point est effectuée.
- Une puissance est imposée à la résistance chauffante.

- Dès que les cannelures sont remplies de vapeur, les tuyaux d'écoulement de la vapeur sont mis en place et après condensation, la balance permet de peser le fluide qui s'échappe du micromodèle.
- L'acquisition est également lancée.
- L'expérience est arrêtée (alimentation coupée et acquisition stoppée) quand le désamorçage est atteint, c'est à dire lorsque la vapeur a atteint l'artère liquide du micromodèle.
- La température dans l'enceinte diminue (la régulation est stoppée).
- Le fluide restant est récupéré pour être conservé au réfrigérateur.
- Les appareils électriques (enceinte, caméra, éclairage, GBF,...) sont éteints.
- Les images obtenues avec la caméra sont sauvegardées pour traitement et exploitation.

VI.4.3 Difficultés rencontrées

VI.4.3.1 Saturation du micromodèle

Les quantités de Fluorinert disponibles étant restreintes, il n'est pas possible d'immerger totalement le micromodèle dans un récipient de fluide caloporteur. On utilise donc un petit récipient dans lequel on vient immerger les différents tuyaux de chaque sortie du micromodèle. Une fois le micromodèle saturé, il faut s'assurer que le niveau du réservoir est supérieur à l'altitude du micromodèle dans l'enceinte climatique. Dans le cas contraire, l'air pénètre dans le milieu poreux et la saturation est à refaire. Les niveaux sont ajustés une fois que tous les tuyaux sont connectés.

VI.4.3.2 Circulation du fluide

Divers problèmes de fuites entraînant l'apparition de bulles d'air dans les conduites liquides ont mis en évidence la nécessité de changer régulièrement les tubes de connexion en tygon. En effet les changements de température détendent peu à peu les tubes et l'étanchéité au niveau des connections n'est plus assurée. Il faut changer l'ensemble des tubes tous les deux essais.

Un problème plus ennuyeux s'est posé pour l'évacuation de la vapeur des cannelures. La Figure VI-11 montre les deux configurations utilisées. Dans le premier cas (a) des tubes verticaux permettaient à la vapeur de s'échapper de la cannelure. Il est apparu que pendant les essais, la vapeur se condensait dans ces tubes. Le liquide formé retombait dans la cannelure

sous l'effet de son propre poids et pouvait même repartir dans le milieu poreux détruisant ainsi la poche de vapeur. Ces tubes verticaux ont donc été bouchés et remplacés par des tubes latéraux avec une légère pente pour faciliter l'écoulement du liquide condensé (b). La vapeur peut alors s'échapper sans problème de la cannelure.

Cependant durant la première partie de l'essai le micromodèle est entièrement saturé de liquide (donc les cannelures aussi). Pour éviter que le liquide s'échappe et que des bulles d'air viennent perturber la saturation du micromodèle, les tuyaux connectés à ces ouvertures sont « pincés ». Lorsque la cannelure est remplie de vapeur sous l'effet du flux imposé, ces tuyaux sont libérés pour permettre au fluide sous forme vapeur de s'écouler correctement.

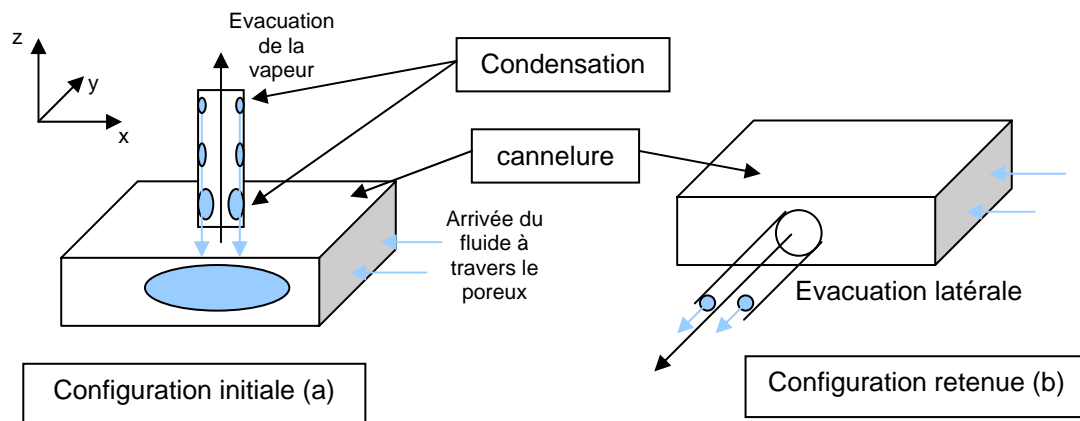


Figure VI-11 . Evacuation de la vapeur

L'intervention en cours d'essai pour l'évacuation de la vapeur peut elle aussi poser problème. En effet, s'il reste du liquide dans les cannelures celui-ci va s'écouler et provoquer un phénomène parasite de pompage du liquide du milieu poreux. Et si cette intervention est réalisée trop tard, la poche de vapeur qui a déjà commencé à se former peut libérer subitement la vapeur contenue dans les cannelures ce qui peut modifier son évolution. Cela a été vérifié à plusieurs reprises. Il faut donc libérer ces tuyaux au bon moment car ce problème a été à l'origine de nombreux essais ratés. Le problème pourrait sans doute être évité en chauffant légèrement les tuyaux d'évaporation, ce qui complique cependant le dispositif.

Des mesures de débit de vapeur ont été tentées par pesée du fluide récupéré à la sortie des cannelures. Ces débits sont faibles et très irréguliers ce qui pose un problème de lecture sur la balance. En effet lorsque la vapeur se recondense dans les tuyaux, le liquide forme des bouchons qui ne s'écoulent dans le récipient de récupération qu'une fois qu'ils ont atteint une taille assez importante. D'où l'irrégularité du débit.

VI.4.3.3 Conditions expérimentales

Les pertes thermiques sont importantes sur ce montage mais la tenue modérée en température du plexiglas ne nous a pas permis de caractériser ces pertes. Il nous est donc impossible de connaître avec précision la proportion du flux injecté avec la résistance chauffante qui est transmise à l'ailette.

La plaque de laiton sur laquelle est déposé le lit de billes pose elle aussi un problème. En effet une partie du flux imposé à l'ailette est transmise par conduction dans cette plaque jusqu'à la ligne liquide où il peut alors se produire une ébullition parasite qui anéantit l'essai. Ce paramètre supplémentaire sera à prendre en compte dans la modélisation. Cette plaque est cependant importante puisqu'elle facilite la visualisation du contraste entre la phase vapeur et la phase liquide dans la mèche poreuse. Elle permet aussi de transmettre une partie du flux dans les billes et d'éviter que celui-ci ne parte en majorité dans le plexiglas.

Une tentative d'essai avec le niveau du réservoir supérieur au niveau du milieu poreux a été réalisée dans le but d'avoir un aperçu de l'influence d'une surpression à l'arrivée du liquide. Comme attendu, il est apparu que dans ce cas la pression due à la gravité ($\Delta P = \rho g(H_{\text{réservoir}} - H_{\text{poreux}})$) était le « moteur » du phénomène, l'effet capillaire étant devenu négligeable.

VI.4.3.4 Acquisition des images

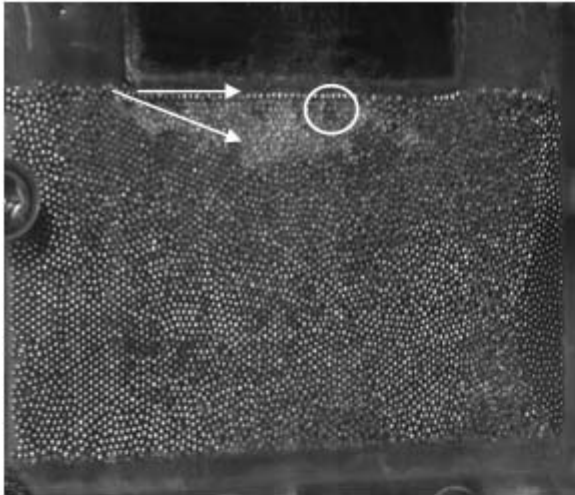
Notre but premier était de réaliser une acquisition d'images à la verticale du micromodèle. L'ouverture disponible dans la partie supérieure de l'enceinte climatique ne nous a pas permis d'avoir la profondeur de champ nécessaire pour réaliser ces acquisitions. Il a donc été décidé d'utiliser le hublot de la face avant de l'enceinte climatique pour les visualisations. L'inconvénient de cette méthode est l'angle de la caméra par rapport à l'horizontale qui introduit une erreur de parallaxe sur les images avec un effet de perspective. Cette erreur peut cependant être corrigée par traitement d'image dans le cas où des mesures quantitatives seraient à déduire des images.

VI.5 Résultats et analyse

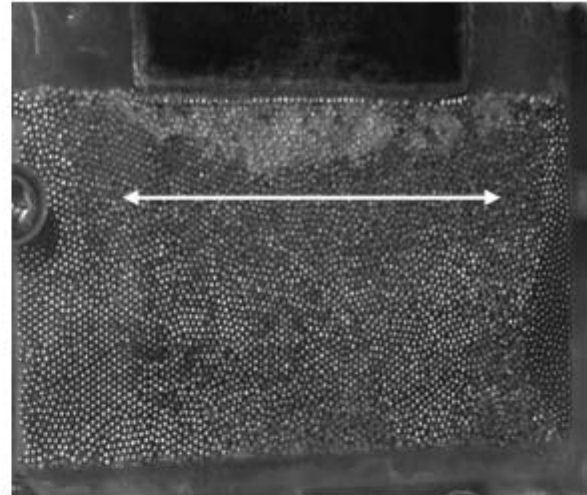
Nous rappelons ici que deux micromodèles différents avec des billes de diamètre 1mm ont été testés. Seule la répartition des billes est différente entre ces deux micromodèles.

VI.5.1 Premier micromodèle

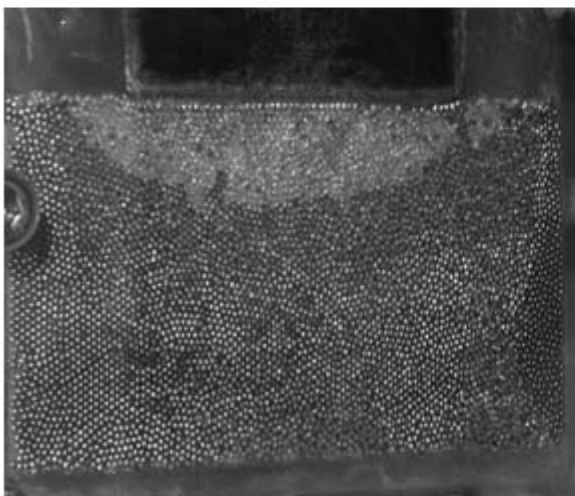
- Essai à 2W :



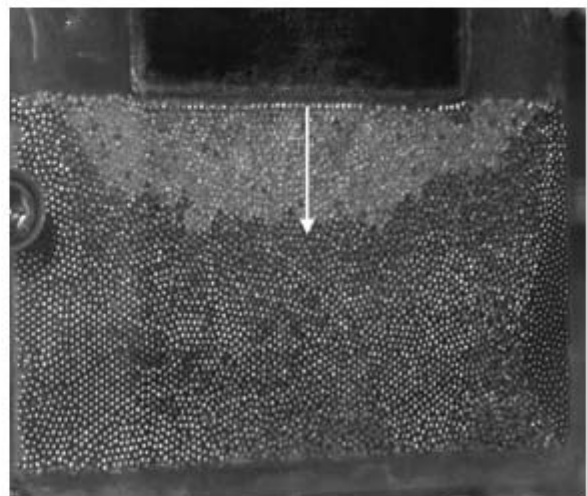
La poche de vapeur (zone plus claire) se forme au niveau de l'ailette en partant de la zone de contact ailette/cannelure/milieu poreux. Certains groupes de pores ne sont pas encore envahis par la vapeur (cercle).



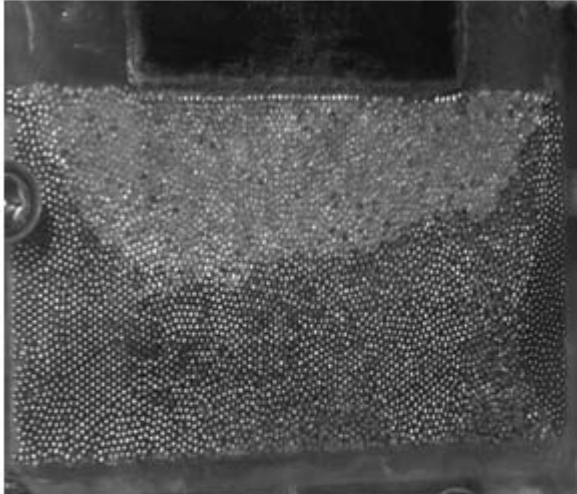
La poche de vapeur déborde désormais sur les cannelures. Elle se développe donc d'abord sur la largeur.



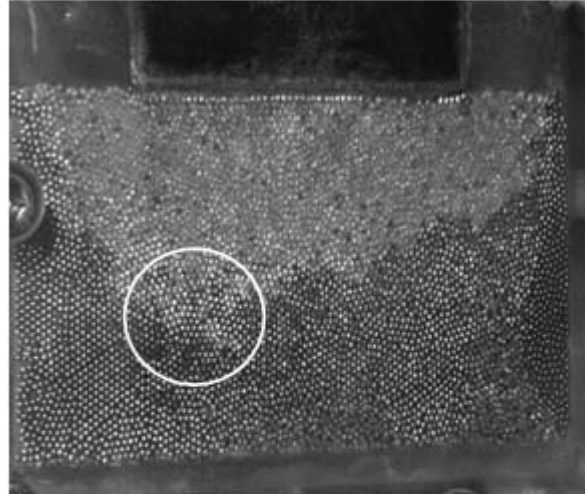
La poche s'agrandit en remplissant les groupes de pores qui étaient encore saturés en liquide.



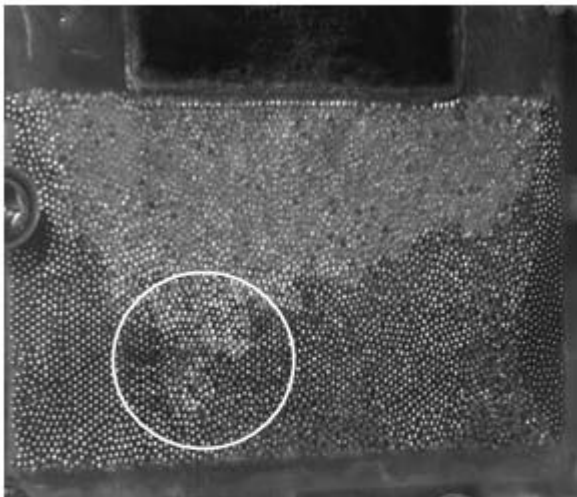
La poche de vapeur se développe désormais dans la longueur.



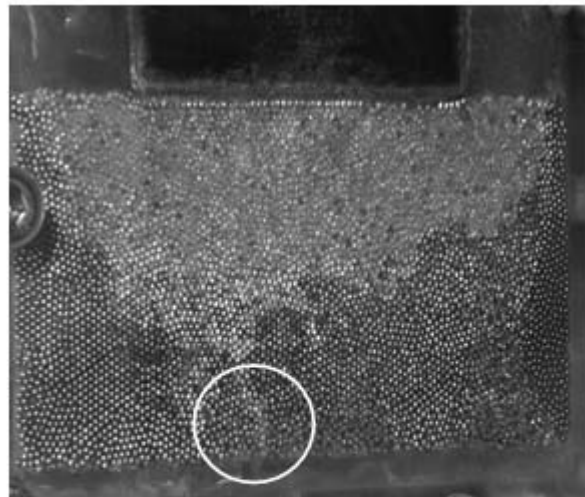
La poche de vapeur s'allonge vers l'artère liquide et n'est plus symétrique par rapport à l'axe de l'ailette.



Un groupe de pores particulier est envahi subitement.



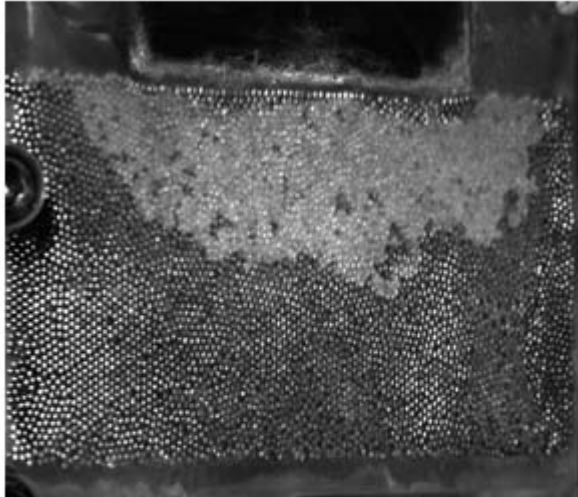
Une digitation apparaît. La vapeur se fraie un chemin dans les pores les plus facilement envahissables (les plus grands). Le désamorçage est proche.



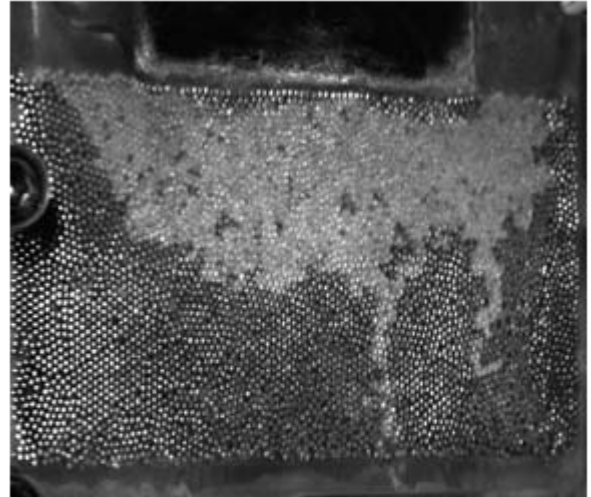
La vapeur a atteint l'artère liquide. La circulation de fluide est stoppée et la boucle se désamorce.

Cet essai nous montre un régime transitoire pour ce flux imposé à l'ailette. Le régime permanent n'est pas atteint avant le désamorçage. En effet la poche de vapeur ne s'est jamais stabilisée mais nous n'avons pas pour autant observé de fluctuations de l'interface liquide/vapeur dans la mèche.

- Essai à 3W :



La digitation est englobée dans la poche de vapeur qui s'agrandit avec quelques groupes de pores non envahis.



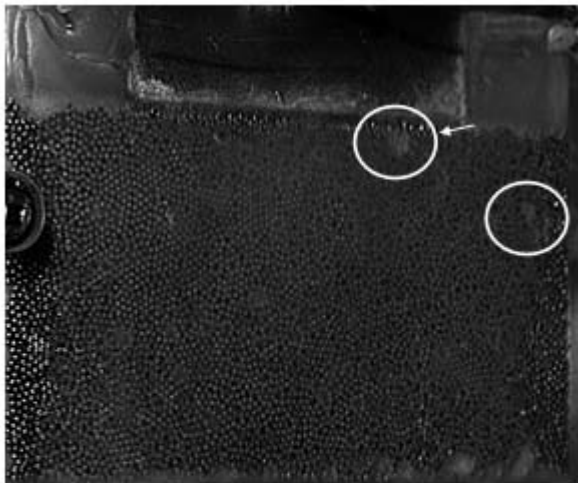
Deux digitations se forment brusquement. L'une d'elles provoque le désamorçage.

Dans ce cas le désamorçage s'est produit presque immédiatement après la formation de la poche vapeur. Le régime est aussi transitoire dans ce cas.

VI.5.2 Deuxième micromodèle

- Essai à 2W

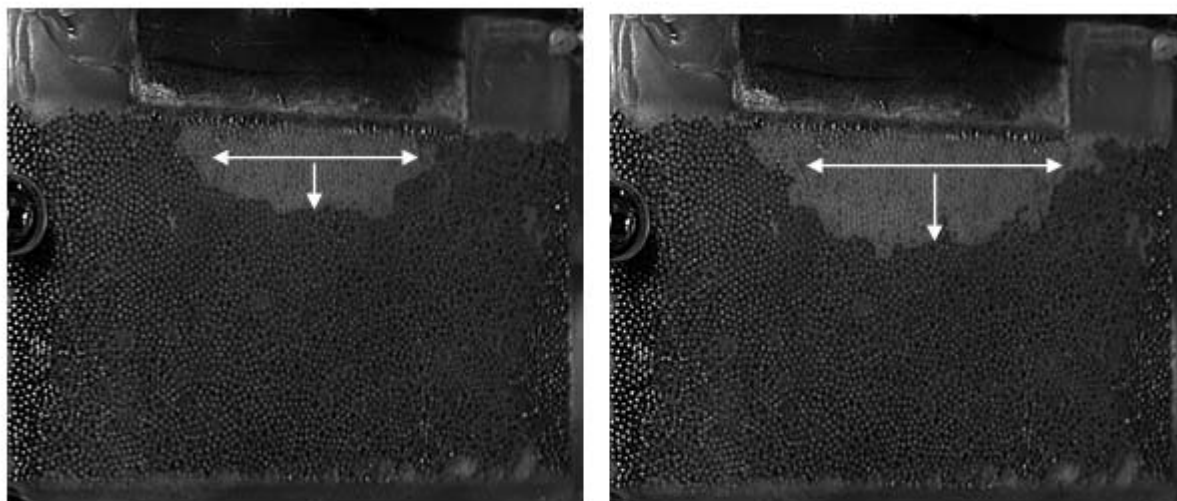
Le débit est très faible. La circulation du liquide se fait très difficilement. Les tuyaux souples souffrent pendant les essais.



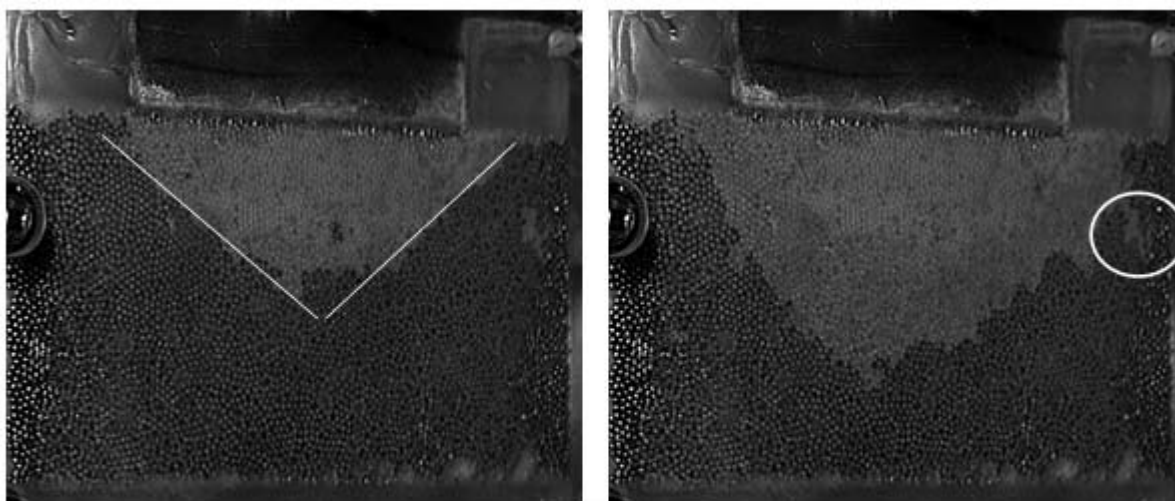
La poche vapeur apparaît au niveau de la seconde moitié de l'aillette alimentée par des bulles provenant de la cannelure. Un groupe de pore est envahi au sein du milieu poreux.



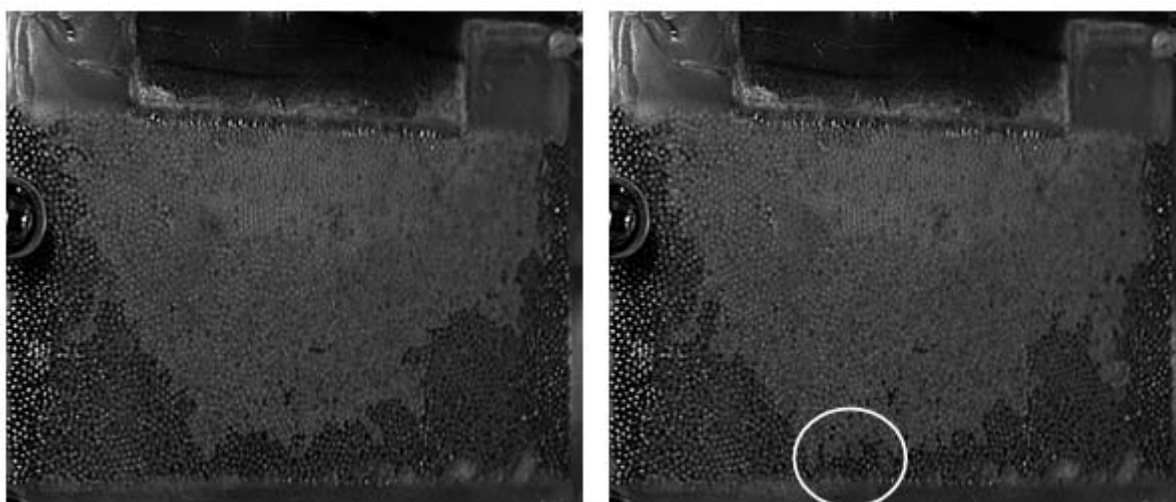
La poche vapeur se développe pour se placer dans l'axe de l'aillette.



La poche vapeur grandit latéralement et longitudinalement jusqu'à ce qu'elle déborde sur les cannelures.



La poche vapeur « avance » et prend une forme triangulaire. Le groupe de pores déjà envahi au sein du milieu sert de départ à une digitation.



La poche grandit jusqu'à envahir plus des 2/3 du milieu poreux. Le désamorçage est central.

VI.5.3 Zoom sur les cannelures

Une question persiste après cette étude : comment se forme la vapeur dans les cannelures lorsque le flux est imposé ? Les figures VI-12, VI-13 et VI-14 permettent d'apporter des éléments de réponse à cette question.

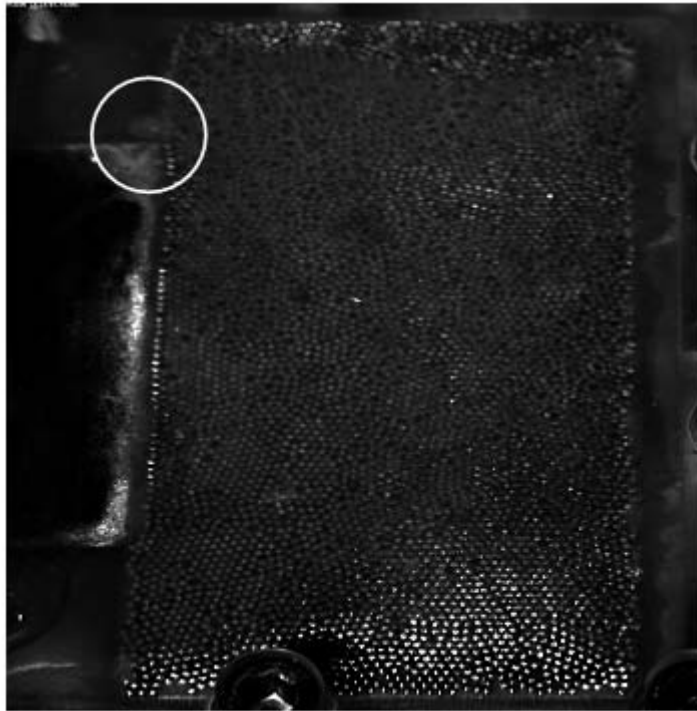


Figure VI-12 : Apparition de la vapeur dans les cannelures

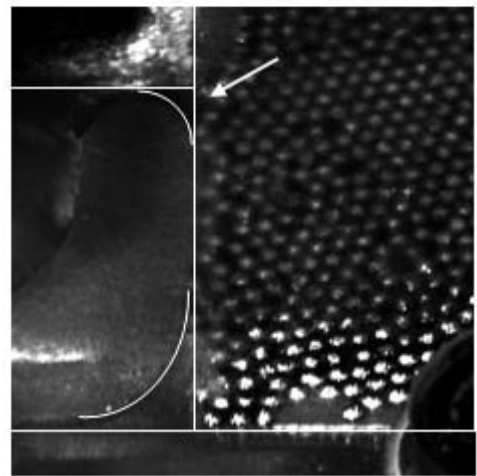


Figure VI-13 : Bulle de vapeur formée dans la cannelure

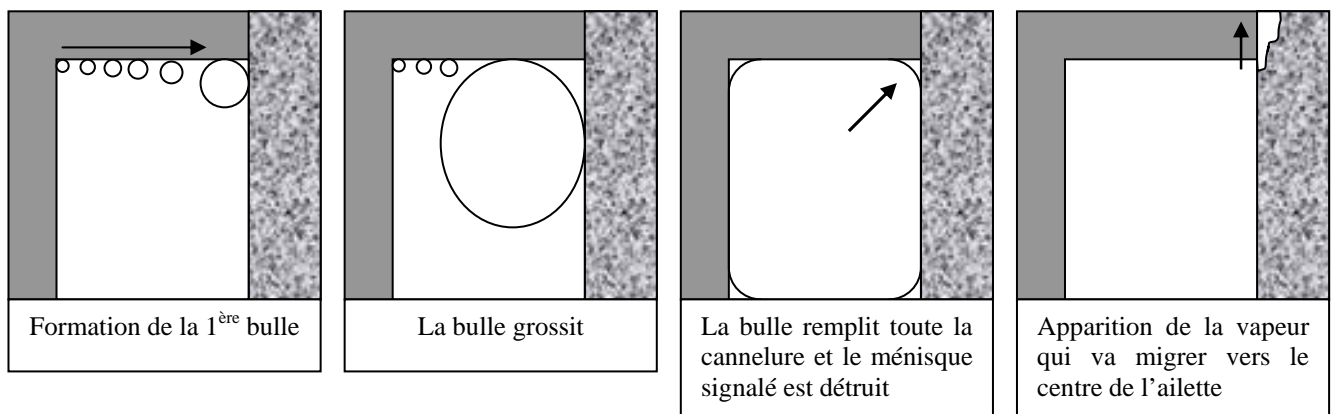


Figure VI-14 : Historique de la formation de vapeur dans une cannelure

La bulle se forme tout d'abord dans le coin de l'ailette et du milieu poreux et non dans la partie de la cannelure la plus proche de la résistance chauffante comme on pourrait s'y attendre. Si l'on observe de plus près, on se rend compte que l'ébullition se déroule tout le

long de l'interface ailette/cannelure et que les petites bulles ainsi formées viennent alimenter la bulle plus grosse apparue dans le coin ailette/poreux comme le montre la Figure VI-14.

Une fois que la bulle est formée, elle forme deux ménisques : l'un entre l'ailette et la mèche poreuse et l'autre entre le plexiglas et la mèche poreuse (Figure VI-13). Ce dernier n'est pas vraiment intéressant. En effet il se résorbe au fur et à mesure que la cannelure se remplit de vapeur. Par contre le premier ménisque joue un rôle important dans la formation de la poche de vapeur (Figure VI-14). En effet lors des essais nous avons constaté que c'est à cet endroit précis, à l'interface ailette/poreux/cannelure, que se forme la poche de vapeur avant de venir se centrer sur l'ailette. L'apparition de la vapeur dans la mèche poreuse semble donc liée à la destruction de ce ménisque.

VI.5.4 Comparaison de ces essais

Ce tableau récapitule les données disponibles sur ces différents essais :

Premier micromodèle		Second micromodèle
<i>Essai à 2W</i>	<i>Essai à 3W</i>	<i>Essai à 2W</i>
$T_{\text{chambre}} = 42^{\circ}\text{C}$	$T_{\text{chambre}} = 42^{\circ}\text{C}$	$T_{\text{chambre}} = 42^{\circ}\text{C}$
$T_{\text{bâti}} = 48^{\circ}\text{C}$	$T_{\text{bâti}} = 50^{\circ}\text{C}$	$T_{\text{bâti}} = 48^{\circ}\text{C}$
$T_{\text{liq}} = 42^{\circ}\text{C}$	$T_{\text{liq}} = 42^{\circ}\text{C}$	$T_{\text{liq}} = 42^{\circ}\text{C}$
Durée : 3 min	Durée : 1 min	Durée : 20 min
Débit irrégulier	Débit irrégulier	Débit très faible
La poche vapeur se forme jusqu'à environ la moitié de la mèche poreuse avant qu'une digitation apparaisse.	La poche vapeur se forme jusqu'à environ la moitié de la mèche poreuse avant que deux digitations apparaissent.	La poche vapeur se développe dans toute la mèche poreuse en temps dix fois plus long que pour les autres essais.

Ces trois essais se sont déroulés pour des régimes transitoires. L'évolution de la poche vapeur nous amène aux conclusions suivantes :

➤ Pour un même micromodèle l'évolution de la poche vapeur est similaire à chaque essai. Seules les digitations qui provoquent le désamorçage sont imprévisibles. Dans une optique de conception il conviendra donc de limiter l'apparition de ces digitations.

- Un élément intrigant concerne la grande différence entre la durée des essais avec le premier micromodèle (~ 3 minutes) et celle avec le second micromodèle (~ 20 minutes). La seule différence entre les deux systèmes est en principe la répartition aléatoire des billes formant la couche poreuse. Le fait que le débit soit plus faible avec le deuxième micromodèle est cohérent avec une durée plus longue d'essai mais reste difficile à expliquer avec les informations dont nous disposons.
- Les visualisations obtenues sont très encourageantes quand à la validité du code de calcul. L'évolution de la poche de vapeur lors des essais et les prévisions du codes sont similaires, du moins qualitativement. Ceci est confirmé par les expériences numériques présentées dans la section VI-6 de ce chapitre.

VI.5.5 Améliorations envisagées

L'intérêt des expériences présentées invite à réfléchir à un dispositif amélioré permettant d'affiner la comparaison avec les simulations. Par exemple, il serait intéressant de pouvoir réaliser des mesures précises de champs de température et de pression dans le domaine étudié. Ceci est souhaitable pour une meilleure validation du code existant. Nous donnons ici quelques pistes dans cette perspective :

- Le plexiglas qui entoure le micromodèle devrait être remplacé par un autre matériau qui tient mieux en température et qui permettrait de réaliser des essais de caractérisation des pertes thermiques du montage ainsi que de travailler avec d'autres fluides en complément du fluorinert (ou du pentane). Une plaque de verre au dessus du lit de bille pourrait être utilisée pour la visualisation.
- Un système de fixation du micromodèle devra être conçu et les tuyaux souples de connexion devront être supprimés au profit de connexions rigides et être parfaitement étanches. La saturation se fera à l'aide d'un système de vannes en branchant directement la pompe à vide sur le circuit.
- La sensibilité à l'épaisseur de la plaque de laiton sur laquelle est déposé le lit de billes mériterait d'être testée. Une plaque trop épaisse favorise en effet le phénomène d'ébullition dans la ligne liquide en cours d'essai.

- On peut envisager de chauffer les ouvertures des cannelures pour éviter la condensation de la vapeur et ainsi réaliser des mesures de débit convenables.
- Il faut instrumenter le montage en thermocouples et capteurs de pressions de manière à mesurer :
 - la température d'arrivée du fluide,
 - la température de la vapeur dans les cannelures,
 - la température dans l'axe de l'ailette,
 - si possible la température dans l'axe de la mèche poreuse et aux indifférentes interfaces,
 - la pression d'arrivée du liquide,
 - la pression dans les cannelures,
 - si possible la pression en différents points de la mèche poreuse.
- Le milieu poreux utilisé devrait être encore mieux caractérisé. Il semble possible de construire un modèle de réseau directement à partir des images de la distribution de billes du micromodèle (cf Annexe D).

VI.6 Comparaison simulations numériques et expérimentales

Nous avons entré dans le code les dimensions du deuxième micromodèle utilisé pour les expériences ainsi que les propriétés physiques du fluorinert, des billes métalliques et du bâti métallique. Connaissant le nombre de liaisons, on déduit approximativement le nombre de pores présents dans la mèche poreuse (nombre pores ≈ 6000). Toutes les données rentrées dans le code sont listées ci dessous.

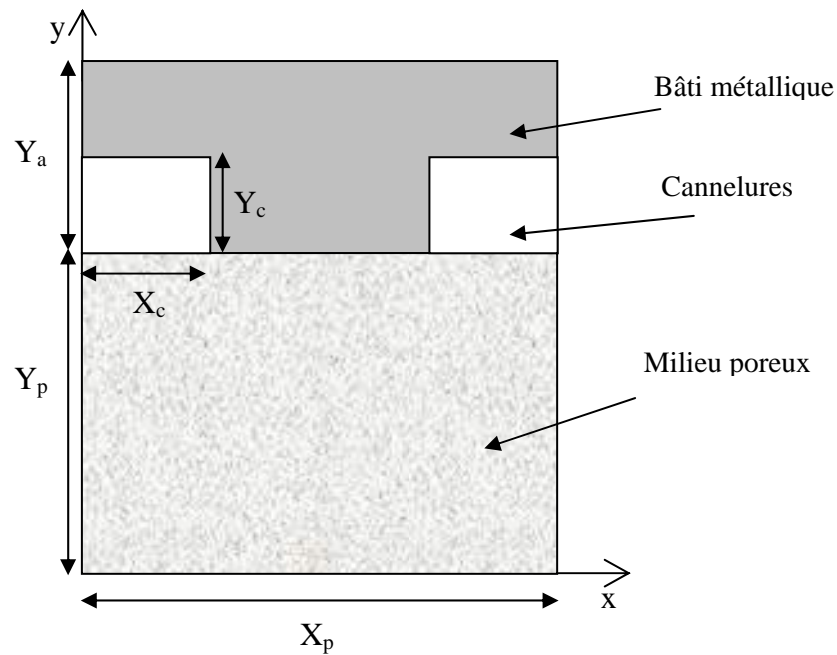


Figure VI-15 : Propriétés géométriques du domaine

- Longueur de l'ailette $X_p = 10 \text{ cm}$
- Epaisseur de l'ailette $Y_a = 3 \text{ cm}$
- Epaisseur de la mèche $Y_p = 5 \text{ cm}$
- Longueur de la cannelure $X_c = 2 \text{ cm}$
- Epaisseur de la cannelure $Y_c = 1,5 \text{ cm}$

Les propriétés des matériaux et du fluide sont également données ci-dessous :

- Pour l'ailette en laiton
 - Conductivité thermique $\lambda_a = 121 \text{ W/m/K}$
- Pour le fluide fluorinert à $T_{\text{sat}} = 50 \text{ °C}$ et $P_s(T_{\text{sat}}) = 1 \text{ bar}$
 - En phase liquide
 - Conductivité thermique $\lambda_\ell = 0,057 \text{ W/m/K}$
 - Masse volumique $\rho_\ell = 1670 \text{ kg/m}^3$
 - Viscosité dynamique $\mu_\ell = 7 \cdot 10^{-4} \text{ Pa.s}$
 - Capacité calorifique $C_{p\ell} = 1045 \text{ J/kg/K}$

- En phase vapeur
 - Conductivité thermique $\lambda_v = 0,0095 \text{ W/m/K}$
 - Masse volumique $\rho_v = 15 \text{ kg/m}^3$
 - Viscosité dynamique $\mu_v = 2 \cdot 10^{-5} \text{ Pa.s}$
 - Capacité calorifique $C_{pv} = 600 \text{ J/kg/K}$
 - Chaleur latente $L = 100,3 \text{ kJ/kg}$
 - Tension superficielle $\sigma = 0,009 \text{ N/m}$
- Pour la mèche
 - Perméabilité $K = 9,7 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2$
 - Porosité $\varepsilon = 0,52$
 - Diamètre moyen des liaisons $\varnothing_{\text{moy}} = 0,55 \text{ mm}$
 - Conductivité thermique de la matrice $\lambda_m = 80 \text{ W/m/K}$

Remarques : Il n'a pas été possible de trouver dans la littérature la valeur de la viscosité du fluorinert en phase vapeur. Dans la simulation, on a choisi d'imposer une valeur proche de celles d'autres fluides ayant une viscosité dynamique en phase liquide et en température d'ébullition pour $P = 1 \text{ atm}$ comparables au fréon (R113, R11).

La répartition des diamètres des liaisons (définis au paragraphe VI.3.3), compris entre 0.1 mm et 1 mm, suit une loi uniforme qui ne correspond pas à la distribution réelle de ce micromodèle (cf Figure VI-9) mais respecte l'ordre de grandeur des tailles de liaison.

Dans la simulation, on ne tient pas compte directement du fait qu'il y a une partie de la chaleur qui est transférée par la plaque métallique située sous les billes métalliques. Par contre on fait intervenir une partie de cette conductivité dans la conductivité de la matrice poreuse. Donc $\lambda_m = \alpha \lambda_{\text{billes}} + (1-\alpha) \lambda_{\text{laiton}}$ avec $\alpha = 0.5$.

Le calcul a été réalisé avec un maillage de 100x54 points (soit 5 400 points en pression et en température) dans la mèche poreuse, qui correspondent au nombre de billes présentes dans la mèche poreuse, et avec 100x64 points (soit 6400 points en température) dans la cannelure et le bâti métallique. Le maillage est donc régulier mais deux fois plus serré en hauteur dans les cannelures et le bâti métallique.

En supposant qu'il n'y a pratiquement aucune perte, nous avons imposé un flux de chaleur de 2 W qui correspond ici à une densité de puissance de 6 700 W/m². En effet ce flux de chaleur est transféré sur une longueur de 10 cm et une épaisseur de 3 mm (2 mm d'épaisseur de plaque en laiton et 1mm d'épaisseur de billes). Nous avons regardé pour plusieurs réalisations du réseau (distribution spatiale des tailles de liaison), la profondeur de la poche vapeur, sa saturation en vapeur (nombre total de pores envahis par la vapeur sur le nombre total de pores présents dans la mèche), et l'envahissement de la vapeur au niveau de l'interface cannelure/mèche gauche et droite (correspondant donc au nombre de pores envahi par la vapeur sur le nombre total de pores présents sur cette interface).

Les résultats sont récapitulés dans le tableau suivant :

Réalisation	Profondeur poche (L_p/Y_p)	Envahissement cannelure gauche	Envahissement cannelure droite	Saturation en vapeur
Num1	0.94	1	1	0.57
Num2	0.83	0.55	0.5	0.51
Num3	0.87	1	1	0.58
Num4	1 (désamorçage)	0.45	0.35	0.47
Num5	0.85	0.75	0.4	0.46
Num6	0.87	1	1	0.64
Num7	0.83	0.55	0.45	0.43
Num8	0.83	1	1	0.59
Num9	0.87	1	1	0.59
Num10	0.83	0.55	1	0.52
Num11	0.9	1	1	0.59
Num12	0.85	0.35	0.65	0.49
Num13	0.87	0.4	0.55	0.49
moyenne	0.87	0.74	0.76	0.53
Expérience	1 (désamorçage)	0.5	0.75	0.55

Si on compare les résultats numériques avec les résultats expérimentaux on constate que dans la solution numérique la vapeur a bien envahi la mèche et la sature à peu près à 50%, ce qui correspond à l'expérience. Suivant la réalisation il est donc possible d'avoir désamorçage, et dans les autres cas la poche vapeur est assez profonde et proche du désamorçage.

Ci-dessous nous avons représenté la forme de la poche vapeur pour différents cas numériques que nous comparons à la solution expérimentale.

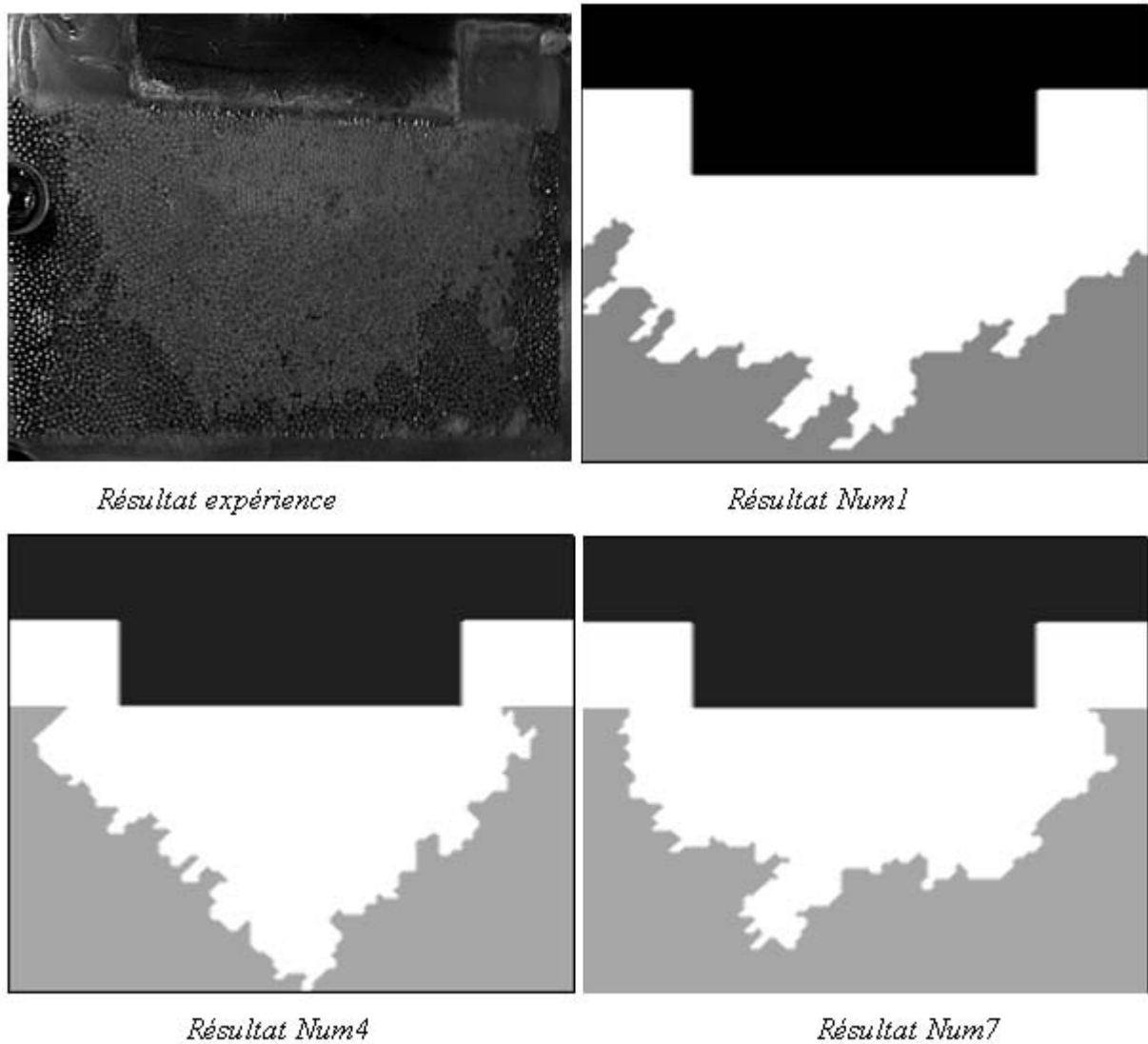


Figure VI-16 : Comparaison entre la solution expérimentale et quelques solutions numériques pour un flux de 2W

La comparaison effectuée confirme donc de manière un peu plus quantitative (puisque la densité de flux imposé et les paramètres du modèle sont identiques ou proches de ceux de l'expérience) le bien fondé de la modélisation effectuée.

VI.7 Conclusion

Cette partie expérimentale aura permis de confirmer le bien-fondé de la modélisation présentée dans le chapitre précédent. En effet les visualisations réalisées sont en bon accord avec les résultats du code en ce qui concerne la forme et l'évolution de la poche de vapeur dans la mèche poreuse, poche vapeur qui constitue l'élément clé du scénario de vaporisation dans les mèches des évaporateurs capillaires.

Enfin, l'intérêt des expériences réalisées invite à réaliser une expérience améliorée tant du point de vue de sa conception que de son instrumentation, que ce soit comme outil d'amélioration des connaissances (régimes transitoires par exemple, démarrage) que dans la perspective de comparaisons quantitatives avec des simulations.

Chapitre VII : Mèches homogènes

On étudie ici une mèche homogène, c'est-à-dire dont les propriétés de transport, perméabilité, conductivités thermiques, sont indépendantes des coordonnées spatiales. Les tailles de liaison sont distribuées aléatoirement suivant une loi uniforme.

Nous examinons tout d'abord l'influence de différents paramètres sur le développement de la poche vapeur ainsi que sur les limites de fonctionnement de la boucle lorsque les cannelures sont dans le bâti métallique. Ces différents paramètres sont les suivants :

- la conductivité thermique de la mèche (λ_m en W/m/K),
- la taille moyenne des liaisons (\varnothing_{moy}),
- le désordre (Σ : largeur de la distribution des tailles de liaison),
- la taille de l'ailette (X_a),
- le sous refroidissement.

Ensuite nous comparons l'influence de la position des cannelures sur les limites de fonctionnement.

On admet une surchauffe maximale du bâti métallique (ΔT_{max}) de 100 K à ne pas dépasser et que les performances de l'évaporateur sont dégradées lorsque la saturation de la vapeur dans la mèche atteint 85% (limite capillaire de désamorçage).

On peut noter au passage que si la plupart des constructeurs de LHP utilisent des mèches conductrices (en nickel fritté le plus souvent), il existe aussi des mèches isolantes (technologie Astrium), d'où l'intérêt d'étudier l'impact de la conductivité thermique sur les performances de l'évaporateur.

Sauf mention spécifique, dans toutes les figures suivantes la conductivité thermique de la matrice poreuse (λ_m) est exprimée en W/m/K.

VII.1 Sensibilité à la conductivité thermique de la mèche

Dans cette section, nous comparons des réseaux de conductivité thermique effective différente, mais qui ont tous la même distribution de diamètre de liaison et la même perméabilité.

Dans le chapitre III nous avons vu que le flux d'apparition de la vapeur dans la mèche est d'autant plus grand que la mèche est conductrice. Ainsi, pour certains flux, on peut avoir formation d'une poche vapeur dans une mèche isolante alors qu'on n'aura pas encore apparition de la vapeur par nucléation pour une mèche conductrice. Comme on peut le constater sur les figures qui représentent la saturation de la mèche par la vapeur ainsi que la profondeur de la poche (Figures VII-1 et VII-3), la poche de vapeur n'a pas forcément la même forme et la même profondeur pour un même flux en fonction de la conductivité de la mèche. Ceci est dû au fait que le flux « critique » correspondant à l'apparition de la vapeur dans la mèche varie avec la conductivité de la mèche, toutes choses étant égales par ailleurs.

Les gradients de température, et par voie de conséquence l'écart de température mesurant la surchauffe de l'ailette, sont nettement plus importants pour une mèche isolante (Figure VII-4). On observe ici pour tous les cas que les gradients de température dans la zone saturée en liquide située sous l'interface sont relativement faibles contrairement à ceux dans la poche vapeur Figure VII-2).

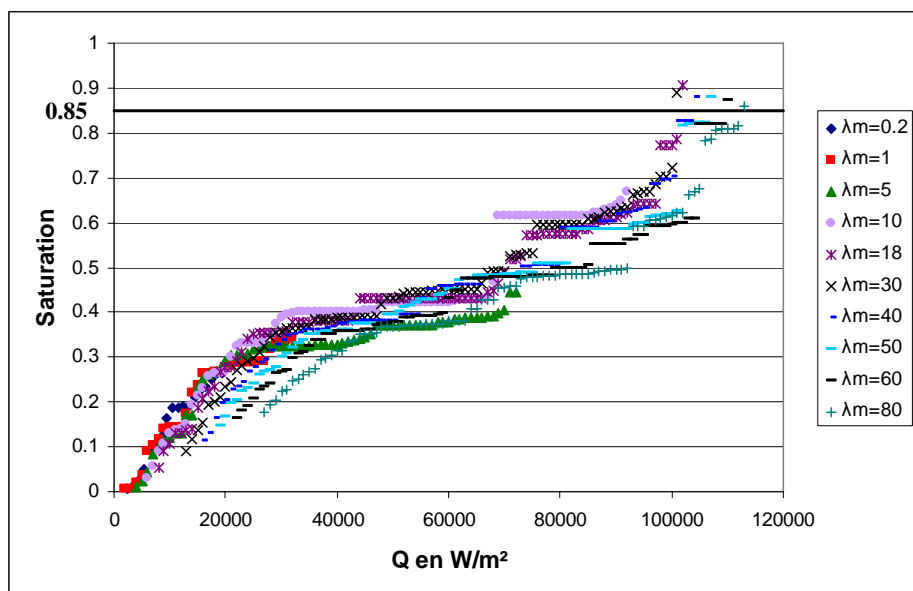


Figure VII-1 : Evolution de la saturation en fonction du flux et de la conductivité thermique de la matrice poreuse

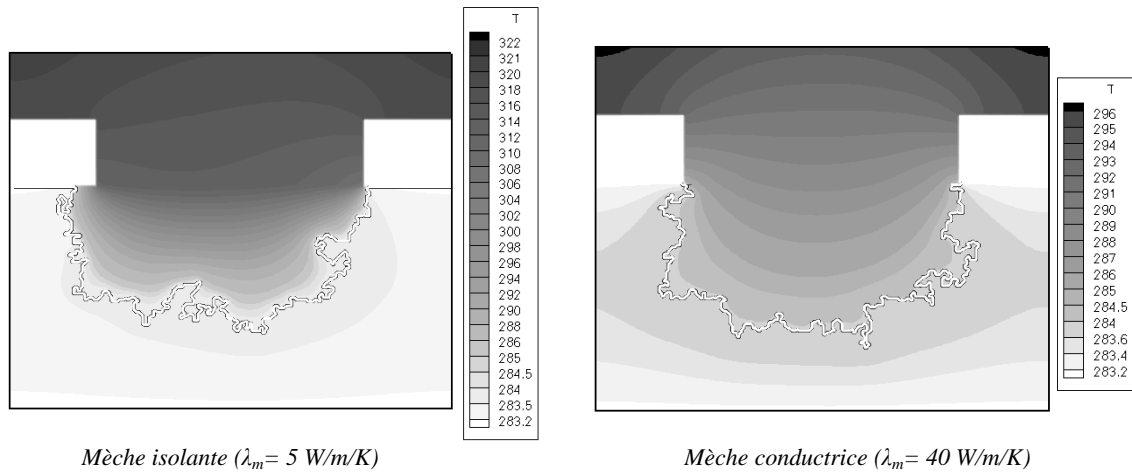


Figure VII-2 : Champ de température (en K) et profil de la poche vapeur à $Q = 32\,000 \text{ W/m}^2$ pour une mèche isolante et une mèche conductrice

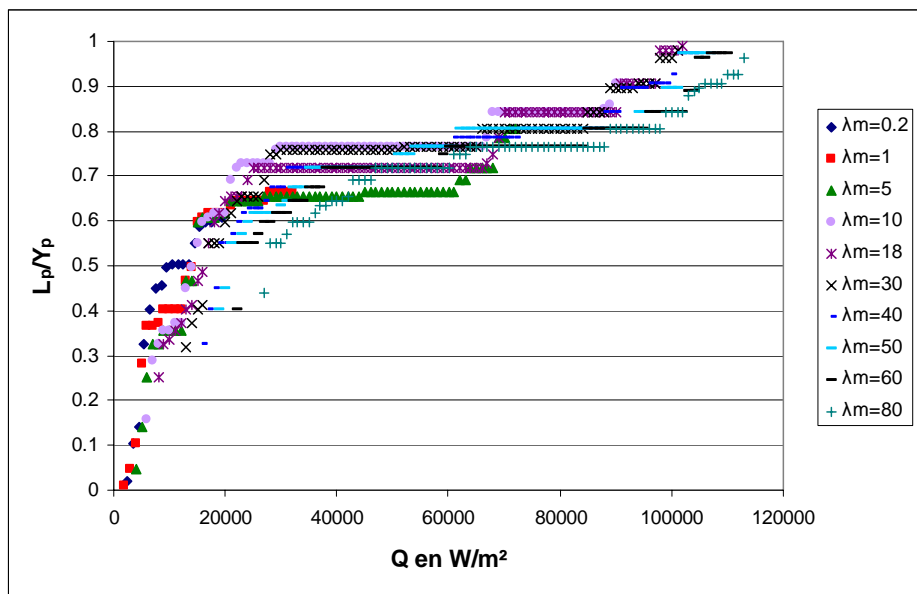


Figure VII-3 : Evolution de la profondeur de la poche vapeur en fonction du flux et de la conductivité thermique de la matrice poreuse

Ainsi, si $\Delta T_{\max} = 100 \text{ K}$, lorsque la matrice poreuse a une conductivité (λ_m) inférieure à 15 W/m/K on atteint la limite de surchauffe maximale du bâti avant qu'on atteigne la limite de désamorçage: $Q_{\text{dés}} > Q_{\text{Tmax}}$.

En revanche, dans le cas d'une mèche très conductrice, on atteint la limite de désamorçage capillaire avant que la limite de surchauffe du bâti soit atteinte ($Q_{\text{dés}} < Q_{\text{Tmax}}$).

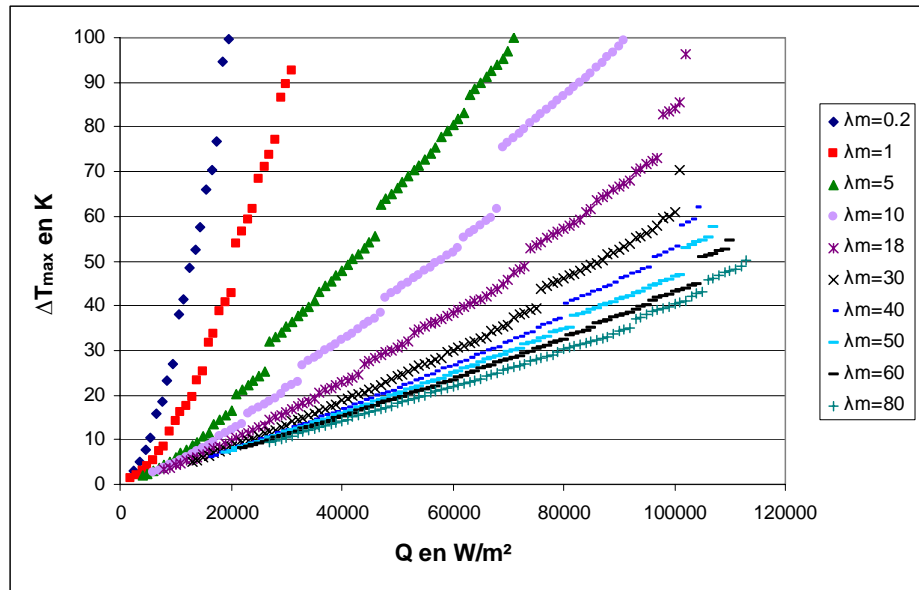


Figure VII-4 : Evolution de la surchauffe maximale du bâti métallique en fonction du flux et de la conductivité thermique de la matrice poreuse

Pour un flux donné le débit de vapeur formé est du même ordre de grandeur pour toutes les conductivités (Figure VII-5) mais tend à être plus faible en raison inverse de la conductivité.

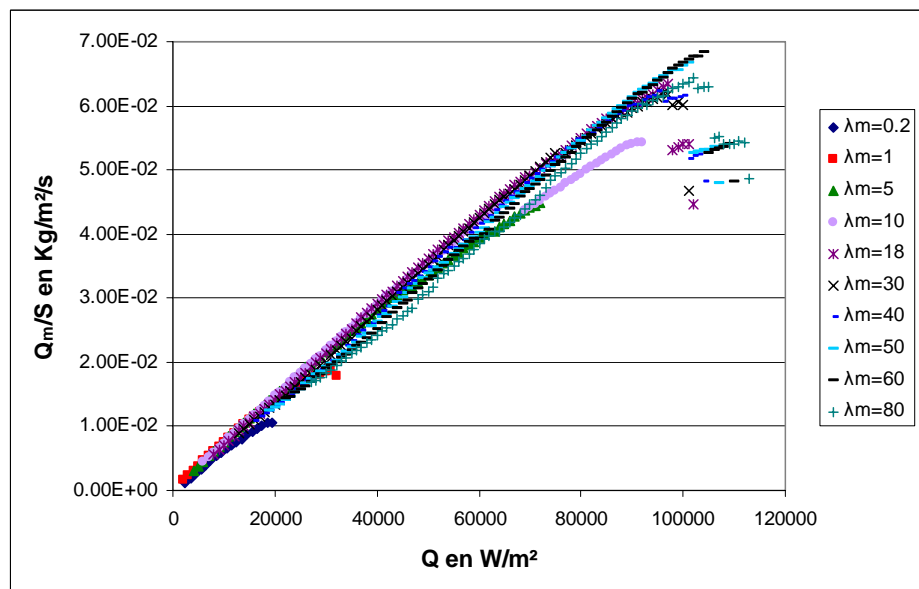


Figure VII-5 : Evolution du débit de vapeur sortant en fonction du flux et de la conductivité thermique de la matrice poreuse

Ceci est illustré davantage sur la figure VII-6 qui montre l'évolution du rendement de l'évaporateur (= énergie consommée par vaporisation divisée par le flux total appliqué). Ce rendement pour des mèches isolantes a tendance à chuter rapidement. Lorsque la mèche est suffisamment conductrice, ce rendement est meilleur et a tendance à ne se mettre à diminuer que lorsque la vapeur a saturé pratiquement entièrement la mèche (approximativement 85%) ce qui correspond aussi à la chute brutale de la production de vapeur. Dans ce cas, on constate alors sur la figure VII-7 que le flux de chaleur perdu par conduction à l'entrée de la mèche qui va se diriger vers le réservoir est alors de plus en plus grand. Ainsi le flux perdu (flux parasite) est d'autant plus grand que la conductivité thermique de la mèche est élevée. Ce flux parasite augmente brutalement à partir du moment où le front de la poche vapeur est pratiquement plat et très proche de l'alimentation liquide.

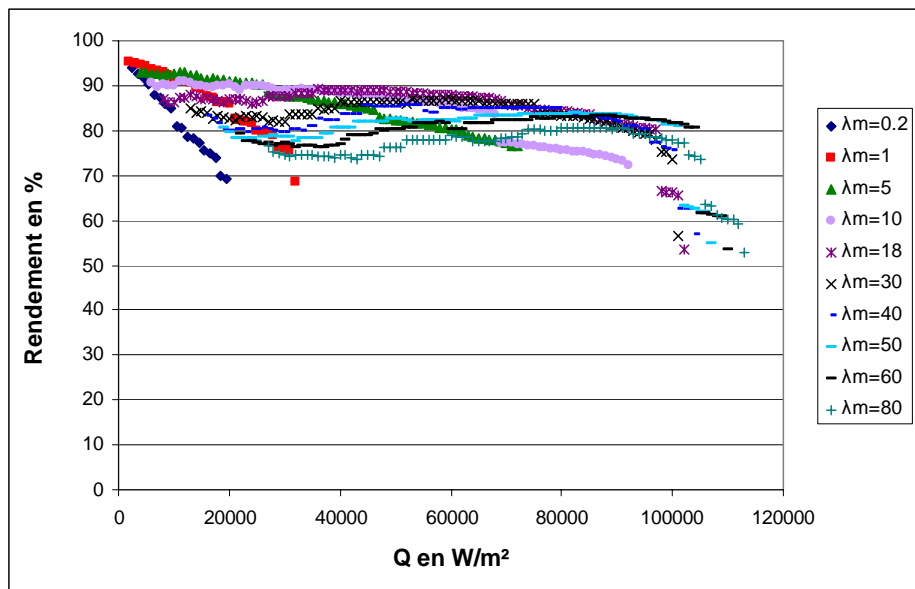


Figure VII-6 : Evolution du rendement de l'évaporateur en fonction du flux de chaleur et de la conductivité thermique de la matrice poreuse

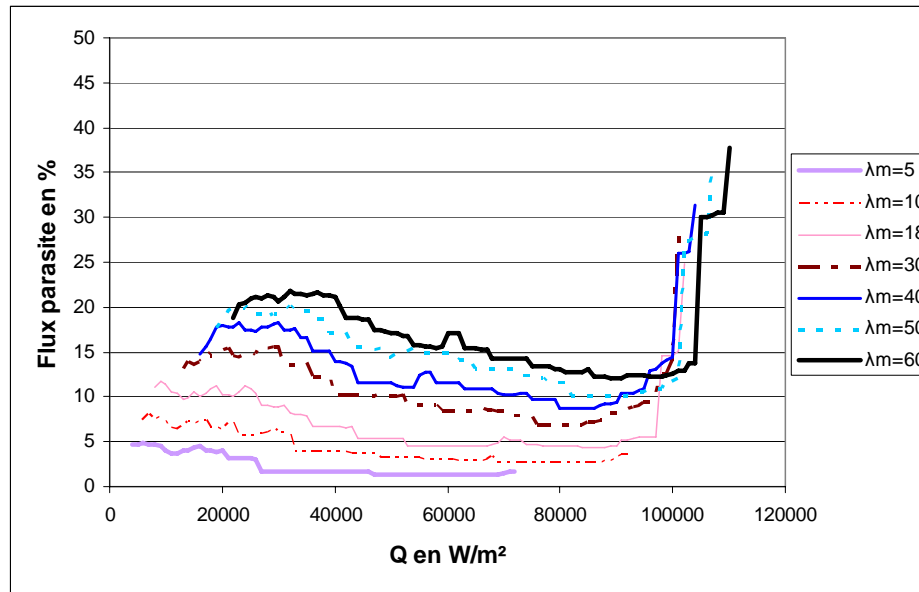


Figure VII-7: Evolution du flux parasite en fonction du flux de chaleur imposé pour différentes conductivités thermiques de la matrice poreuse

Le flux perdu pour réchauffer la vapeur de sa température de saturation au niveau de l'interface liquide/vapeur à sa température de sortie au niveau des cannelures augmente en fonction du flux car la poche de vapeur grossit aussi, il y a donc plus de vapeur à réchauffer. En augmentant, celui-ci entraîne une élévation de la surchauffe du bâti et de la température de la poche vapeur. Par contre, il a tendance à diminuer en fonction de la conductivité de la mèche car le poreux transfère plus facilement la chaleur lorsque celle-ci augmente, la vapeur se réchauffe donc beaucoup plus facilement. Moins d'énergie est consommée pour réchauffer cette poche vapeur d'où cette diminution en fonction de la conductivité (Figure VII-8).

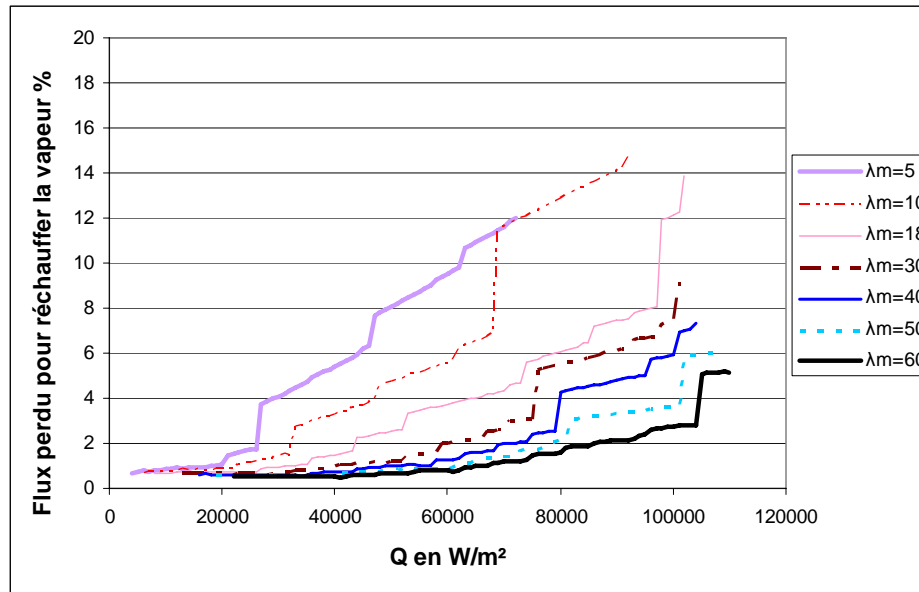


Figure VII-8 : Evolution du flux de chaleur perdu pour réchauffer la vapeur en fonction du flux de chaleur imposé pour différentes conductivités thermiques de la matrice poreuse

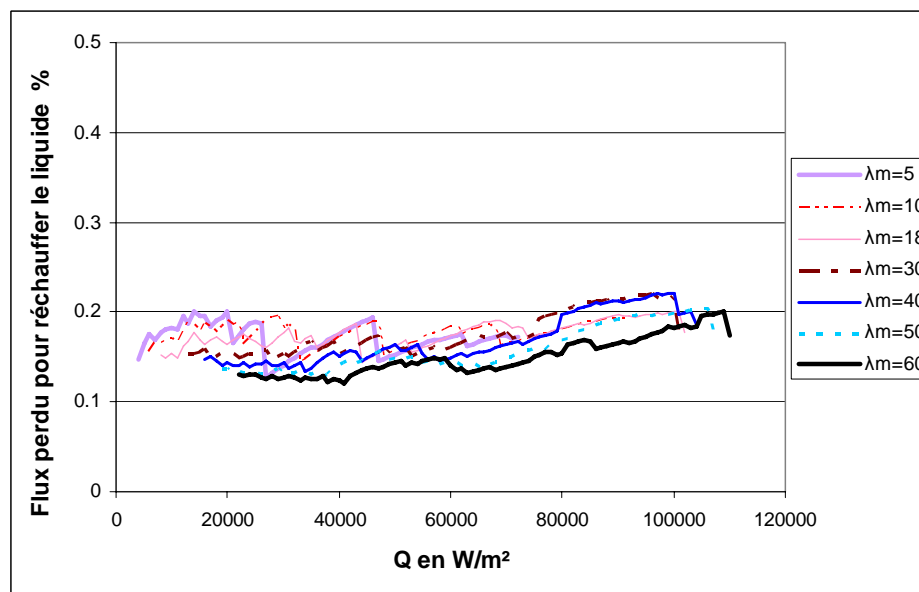


Figure VII-9 : Evolution du flux de chaleur perdu pour réchauffer le liquide en fonction du flux de chaleur imposé pour différentes conductivités thermiques de la matrice poreuse

La figure précédente VII-9 permet de bien montrer que les gradients de température dans la zone saturée de liquide sont faibles. En effet le flux de chaleur nécessaire pour réchauffer le liquide de l'entrée de la mèche à sa température de saturation au niveau de l'interface liquide/vapeur est vraiment très faible (moins de 0.3% du flux de chaleur imposé). Ce flux

reste à peu près constant car bien que la température à l'interface liquide/vapeur augmente légèrement, lorsque la poche grossit la quantité de liquide à réchauffer est moins importante, d'où les petites fluctuations visibles sur la figure VII-9.

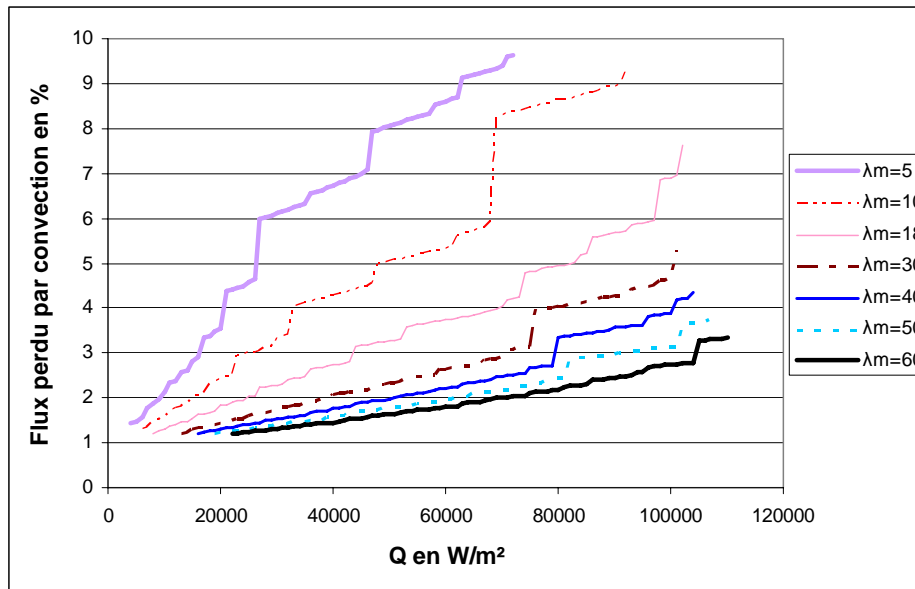


Figure VII-10 : Evolution du flux de chaleur perdu par convection en fonction du flux de chaleur imposé pour différentes conductivités thermiques de la matrice poreuse

Le flux de chaleur perdu par convection au niveau du contour des cannelures est plus élevé lorsque la mèche est isolante. Dès que la conductivité de la mèche poreuse augmente ce flux diminue considérablement car la température à l'interface bâti/cannelure est moins élevée pour une mèche conductrice que pour une mèche isolante qui conduit moins bien la chaleur. Ce comportement est directement lié à la surchauffe du bâti métallique plus élevée pour une mèche isolante.

Si on compare la proportion du débit de vapeur arrivant dans la cannelure par la poche vapeur et par la vaporisation du liquide au niveau de l'interface mèche/cannelure (Figures VII-11 et VII-12), on constate que pour une mèche isolante la vaporisation au niveau de l'interface mèche/cannelure est pratiquement nulle, la formation de vapeur se fait essentiellement au niveau de l'interface de la poche vapeur présente dans la mèche. Pour une mèche conductrice la contribution de la vaporisation du liquide au niveau de l'interface mèche/cannelure est bien plus importante même si la vaporisation au niveau de l'interface de la poche vapeur dans la mèche représente toujours la contribution la plus importante.

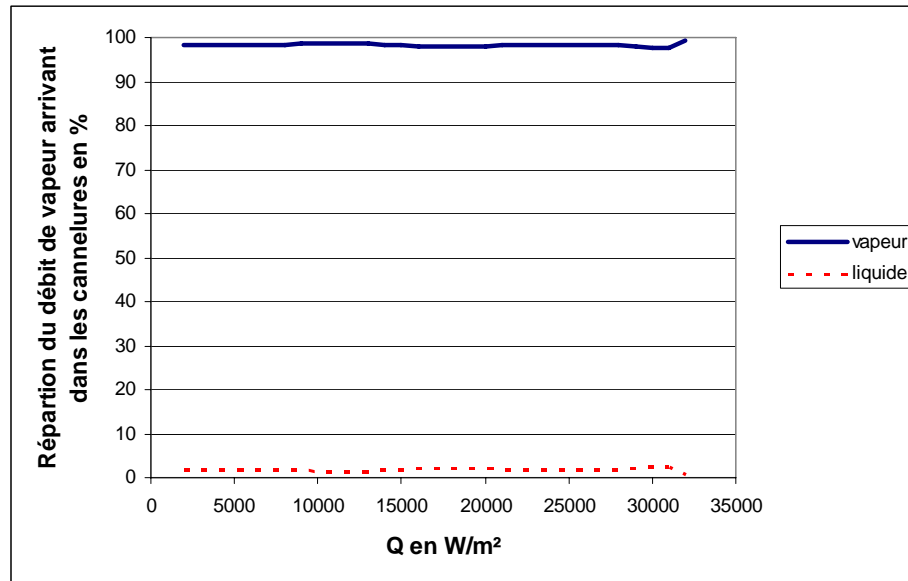


Figure VII-11: Répartition du débit de vapeur arrivant dans les cannelures en fonction du flux pour une conductivité thermique de la matrice poreuse de $1 W/m/K$, « vapeur » signifie à partir de la poche vapeur, « liquide » signifie à partir du liquide en contact avec la cannelure

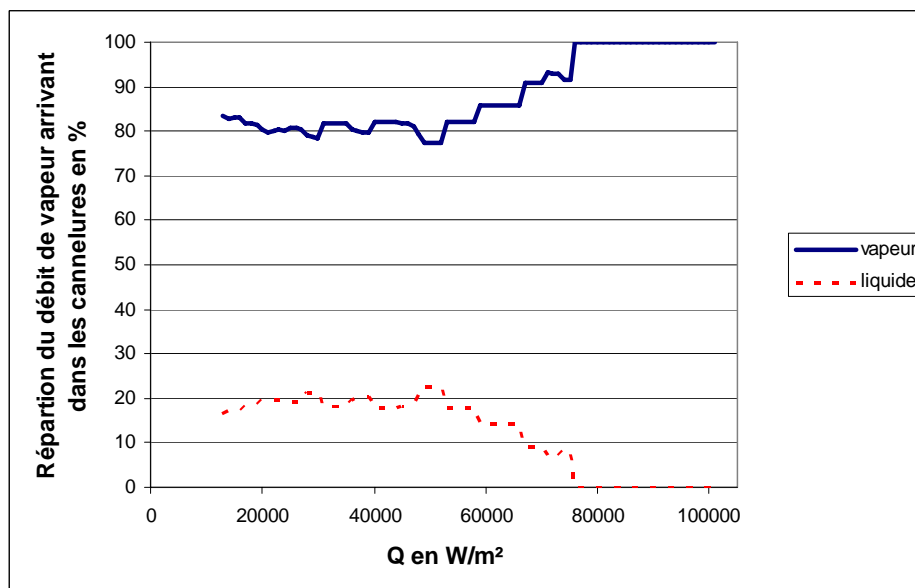


Figure VII-12: Répartition du débit de vapeur arrivant dans les cannelures en fonction du flux pour une conductivité thermique de la matrice poreuse de $30 W/m/K$, « vapeur » signifie à partir de la poche vapeur, « liquide » signifie à partir du liquide en contact avec la cannelure

Les variations de la conductance à l'évaporateur en fonction de la puissance fournie sont représentées sur la figure VII-13 suivante.

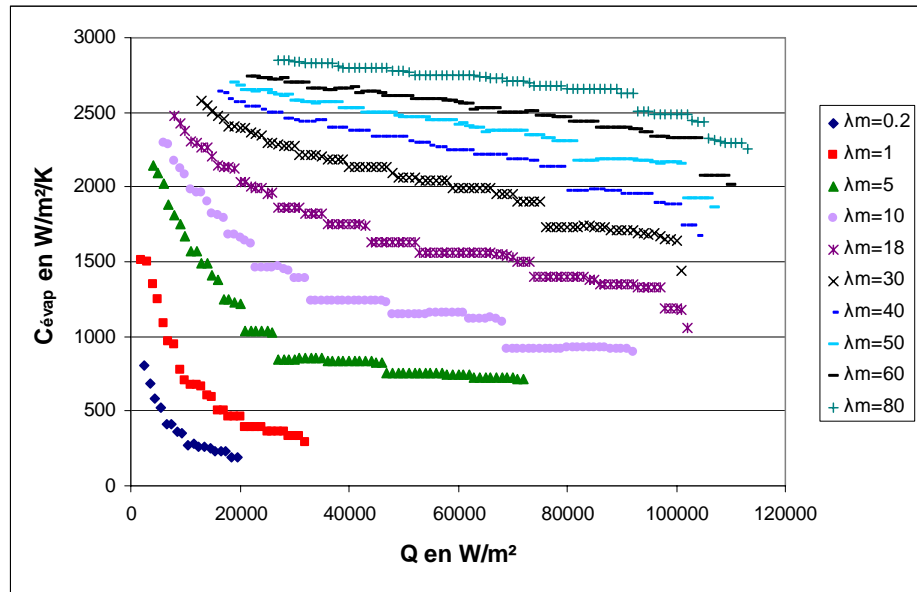


Figure VII-13: Evolution de la conductance à l'évaporateur en fonction du flux

Ces résultats mettent en évidence une nette augmentation de cette conductance lorsque la conductivité de la mèche augmente. Cette augmentation peut être attribuée aux surchauffes du bâti métallique moins élevées lorsque la mèche est conductrice car la température de la vapeur dans la cannelure varie très faiblement en fonction de la conductivité. (Voir figures suivantes VII-14 et VII-15)

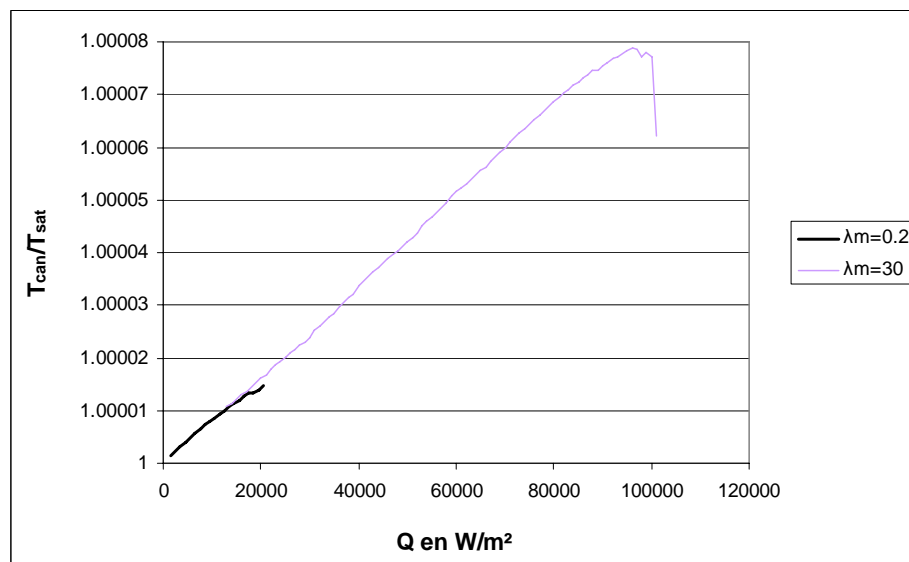


Figure VII-14: Evolution de la température dans les cannelures (normalisée par la température à l'entrée de la mèche) pour une mèche isolante ($\lambda_m = 0.2$ W/m/K) et une mèche conductrice ($\lambda_m = 30$ W/m/K)

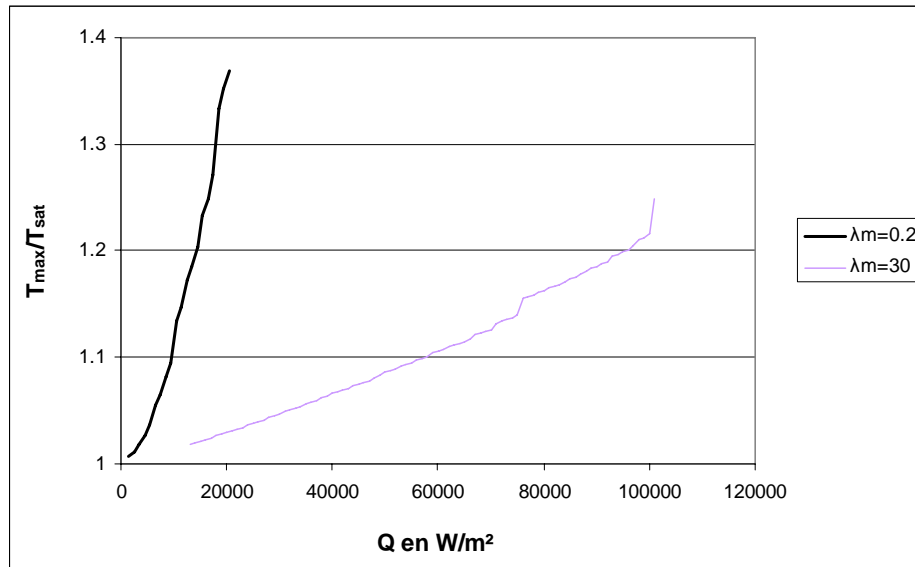


Figure VII-15: Evolution de la température maximale sur le bâti métallique (normalisée par la température à l'entrée de la mèche) pour une mèche isolante ($\lambda_m = 0.2$ W/m/K) et une mèche conductrice ($\lambda_m = 30$ W/m/K)

En résumé sur cette section, l'ensemble des résultats obtenus suggère qu'il est plus intéressant (si on suppose toutes les autres propriétés identiques) d'utiliser des mèches conductrices. Le rendement de l'évaporateur est meilleur, les flux limites de fonctionnement sont plus élevés et la conductance à l'évaporateur nettement plus élevée. En revanche, l'intérêt principal des mèches isolantes est de limiter très significativement le flux parasite comparativement à une mèche conductrice.

VII.2 Perméabilités différentes pour un diamètre de liaisons moyen donné

La perméabilité K est une caractéristique du matériau fortement contrôlée par la microstructure du milieu poreux. Il n'est donc nullement impossible que des matériaux de microstructures différentes soient caractérisés par un même diamètre moyen de liaison tout en ayant des perméabilités différentes.

Pour un diamètre moyen donné ($\varnothing_{\text{moy}} = 4 \mu\text{m}$) nous avons donc fait varier la perméabilité, pour une mèche conductrice ($\lambda_m = 30$ W/m/K), et nous avons regardé son impact. Plus précisément, nous comparons les résultats obtenus respectivement pour les perméabilités suivantes, $K = 5 \cdot 10^{-15} \text{ m}^2$, $K = 1.3 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2$, et $K = 4 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2$ et $K = 1 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2$, toutes les autres caractéristiques étant identiques dans les quatre simulations. On peut noter qu'il s'agit de variations relativement faibles de la valeur de la perméabilité.

Plus la perméabilité est petite, plus le champ de pression dans la vapeur est élevé. La pression dans la vapeur est dans ce cas largement supérieure au seuil de rupture capillaire des liaisons, donc l'interface liquide/vapeur pénètre facilement à l'intérieur de la mèche et la vapeur sature rapidement la mèche. C'est pour cette raison que la saturation de la vapeur est plus importante lorsque la perméabilité est petite. Ceci entraîne une surchauffe plus élevée du bâti métallique et une chute très rapide du rendement de l'évaporateur.

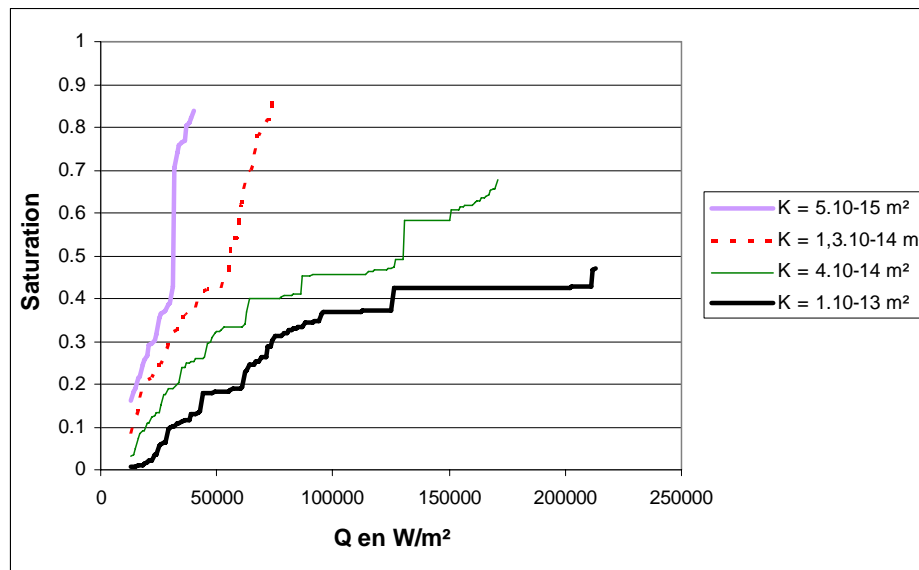


Figure VII-16 : Evolution de la saturation de la vapeur en fonction du flux pour différentes perméabilités

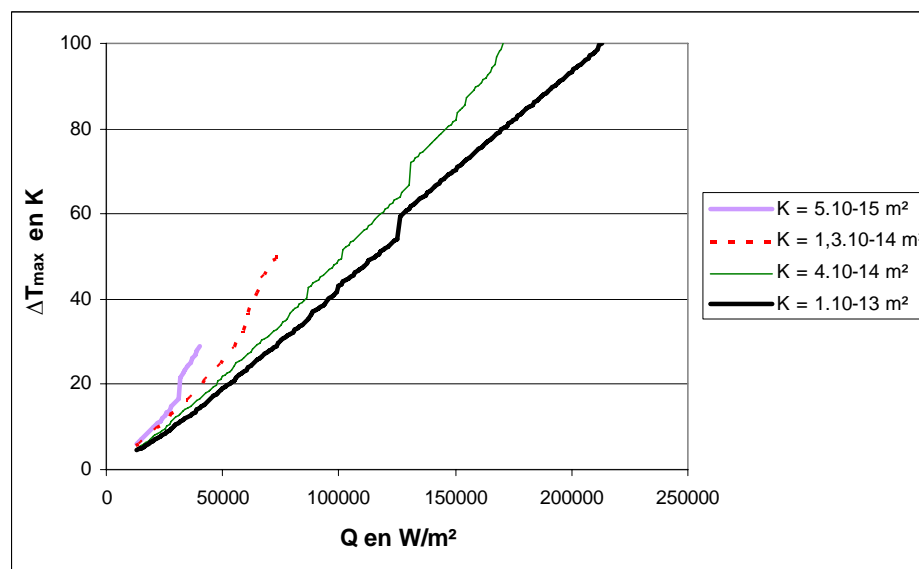


Figure VII-17 : Evolution de la surchauffe du bâti métallique en fonction du flux pour différentes perméabilités

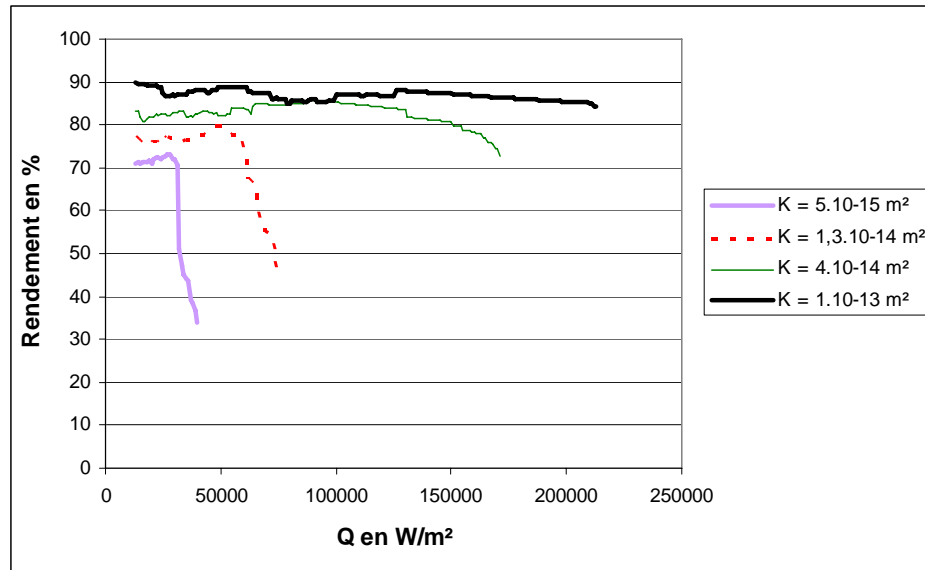


Figure VII-18 : Evolution du rendement de l'évaporateur en fonction du flux pour différentes perméabilités

Il est donc nettement plus avantageux d'avoir une mèche avec une grande perméabilité pour avoir un bon fonctionnement de l'évaporateur. Ainsi, la perméabilité est un paramètre sensible. Cet aspect est exploré davantage dans ce qui suit.

VII.3 Influence de la taille moyenne des liaisons.

Sur toutes les figures de cette partie la conductivité de la matrice poreuse isolante est de 0.2 W/m/K et celle de la matrice poreuse conductrice est de 30 W/m/K.

On note Σ le paramètre caractérisant le désordre du milieu poreux. Il est défini par

$$\Sigma = r_{\max} - r_{\min}$$

où r_{\max} et r_{\min} sont respectivement le plus grand et le plus petit diamètre des liaisons du réseau.

Le diamètre des liaisons suit toujours une loi de distribution uniforme où le désordre reste constant : $\Sigma = 3 \mu\text{m}$. On étudie l'impact du diamètre moyen en le faisant varier de 4 à 7 puis 17 μm . La perméabilité du milieu poreux dépend du diamètre des liaisons mais aussi de la nature de la mèche poreuse et de sa fabrication. Dans un premier temps nous supposons que cette perméabilité reste la même quelque soit le diamètre des liaisons et la nature de la mèche. Pour finir, nous comparerons différents cas en supposant que les mèches sont toutes construites de la même manière et que la perméabilité ne dépend que du diamètre moyen des liaisons.

VII.3.1 Même perméabilité pour tous les diamètres moyens

Dans ce cas toutes les mèches ont une perméabilité $K = 4.10^{-14} \text{ m}^2$ quel que soit le diamètre moyen des liaisons. Seul, l'impact du niveau moyen des seuils d'invasion capillaire est donc étudié.

Pour une même perméabilité et pour une même poche vapeur le champ de pression sera donc nécessairement le même quelque soit le diamètre des liaisons. Ainsi pour un réseau où le diamètre des liaisons est grand, la pression dans la vapeur pourra être plus facilement supérieure au seuil d'invasion capillaire des liaisons. Dans ces conditions l'interface liquide/vapeur pénètre facilement à l'intérieur de la mèche. La vapeur saturera donc rapidement la mèche.

Lorsque le diamètre moyen des liaisons est petit, la pression capillaire des liaisons situées en limite supérieure de mèche est suffisante pour maintenir l'interface liquide/vapeur à la surface de la mèche pour de faibles flux. Lorsque le flux augmente, la pression dans la vapeur a du mal à devenir supérieure au seuil d'invasion capillaire d'où un grossissement assez faible de la poche vapeur.

Ceci est illustré sur la figure suivante qui montre que, pour un flux imposé identique, la saturation de la vapeur dans la mèche est beaucoup plus importante pour un réseau avec de grandes liaisons.

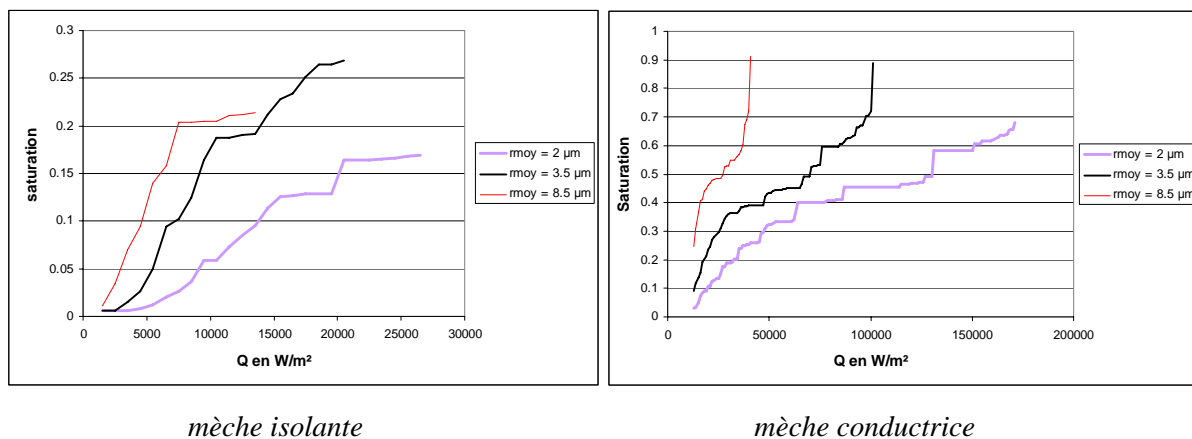
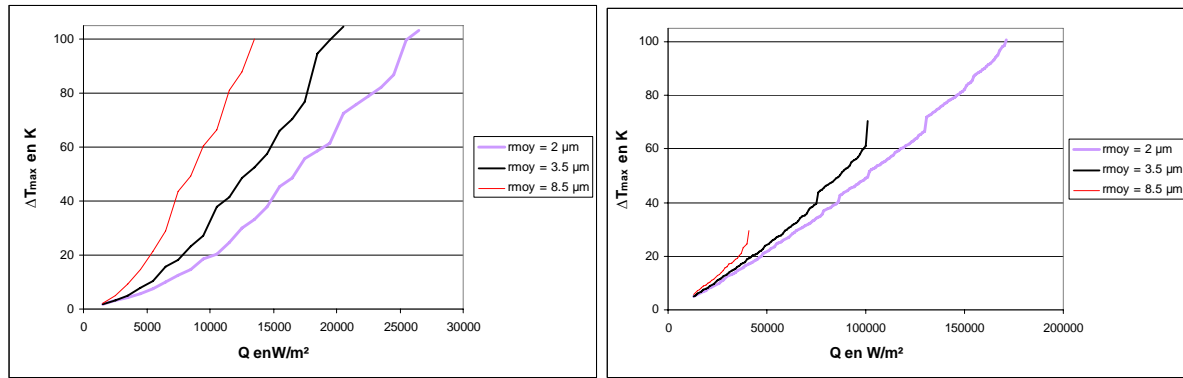


Figure VII-19 : Evolution de la saturation en fonction du flux et pour différents diamètres moyens de liaisons

Plus le diamètre moyen des liaisons est grand plus la poche de vapeur est importante d'où une température du bâti métallique plus élevée car celui-ci est beaucoup plus isolé de la conduite liquide qui est une source froide.



mèche isolante

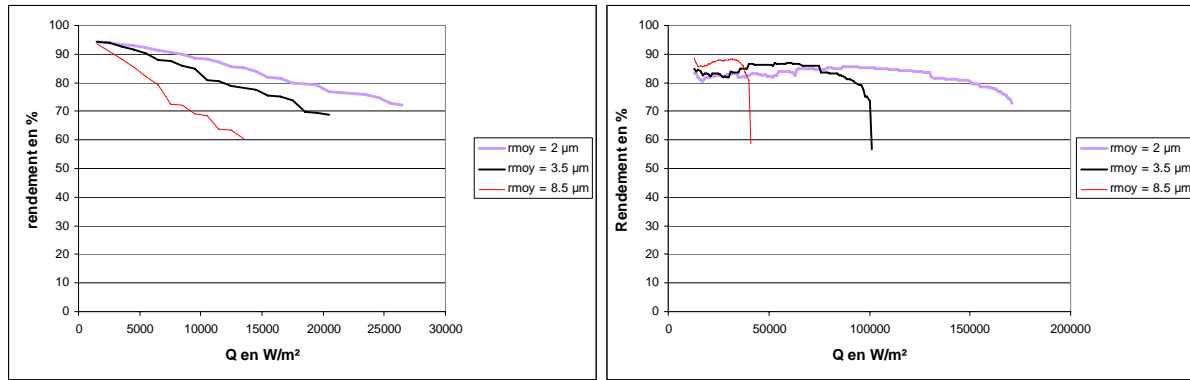
mèche conductrice

Figure VII-20 : Evolution de la surchauffe maximale du bâti métallique en fonction du flux pour différents diamètres moyens de liaisons

Pour une mèche isolante, lorsque le diamètre moyen des liaisons est petit, on peut imposer des flux plus importants avant d'atteindre la température de surchauffe maximale du bâti métallique. De façon cohérente avec l'étude de sensibilité à la conductivité de la mèche (§ VII-1), on est loin du désamorçage mais on atteint très vite la limite de surchauffe du bâti métallique. Pour une mèche conductrice, lorsque le rayon moyen est grand on atteint très rapidement les conditions de désamorçage bien avant d'atteindre la limite de surchauffe du bâti métallique.

Quelle que soit la nature de la mèche, on constate que le puits thermique que constitue le changement de phase sur l'interface est capable d'absorber la majeure partie de la puissance fournie. Pour des diamètres de liaison grands la partie de la puissance fournie qui sert à vaporiser le fluide chute très rapidement. (Figure VII-21)

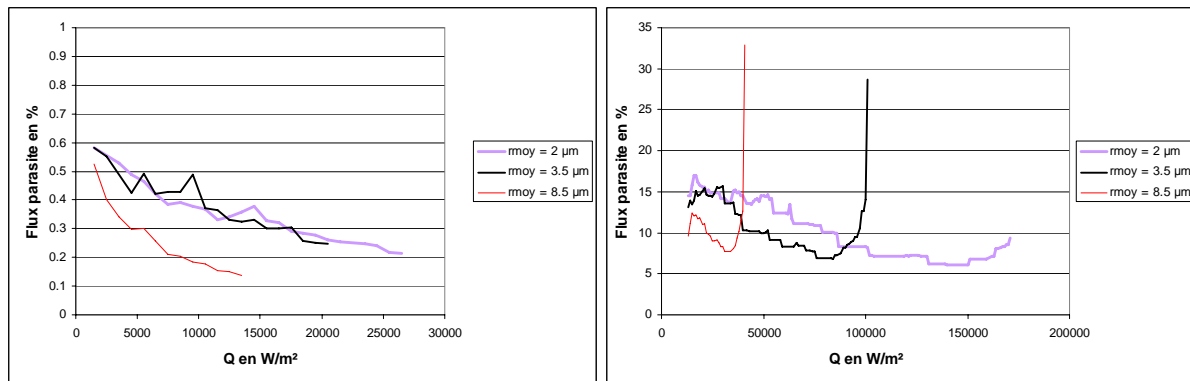
Le flux parasite pour une mèche isolante est très faible quel que soit le diamètre moyen des liaisons. Pour une mèche conductrice, au départ le flux parasite est un peu élevé ensuite il diminue légèrement pour augmenter brutalement lorsque l'évaporateur atteint la condition de désamorçage c'est-à-dire lorsque la vapeur sature pratiquement entièrement la mèche. (Figures VII-22)



mèche isolante

mèche conductrice

Figure VII-21 : Rendement de l'évaporateur en fonction du flux pour différents diamètres moyens de liaisons

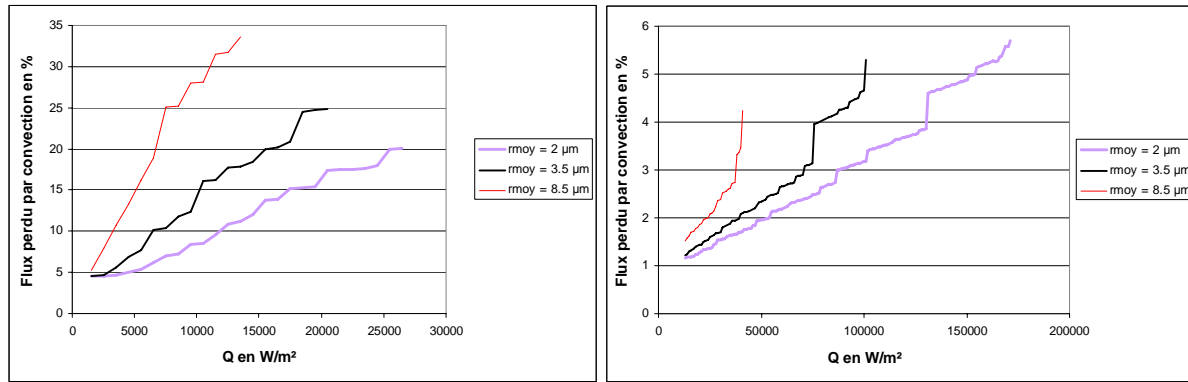


mèche isolante

mèche conductrice

Figure VII-22 : Evolution du flux parasite en fonction du flux pour différents diamètres moyens de liaisons

Pour des mèches conductrices ($\lambda_m = 30 \text{ W/m/K}$) quel que soit le rayon moyen de la mèche poreuse, les pertes par convection restent très faibles. Par contre pour une mèche isolante, ces pertes sont assez élevées. Dans les deux cas, elles le sont d'autant plus que le rayon moyen des liaisons est élevé. En effet, pour un rayon moyen grand, les surchauffes dans le bâti métallique sont plus élevées car la poche vapeur est plus grande et, le flux de vapeur qui arrive dans les cannelures baisse car le rendement diminue.



mèche isolante

mèche conductrice

Figure VII-23 : Evolution du flux perdu par convection en fonction du flux pour différents diamètres moyens de liaisons

Quelle que soit la nature de la mèche, plus le diamètre moyen des liaisons est petit plus les chutes de pression dans la mèche sont grandes. Ceci s'explique par le fait que la pression capillaire est largement plus grande lorsque le rayon diminue (pour $r = 2 \mu\text{m}$, $P_c = 29\,000 \text{ Pa}$ et pour $r = 8.5 \mu\text{m}$, $P_c = 6\,800 \text{ Pa}$) et que la chute de pression linéaire (ΔP_{reste}) qui dépend du débit est du même ordre de grandeur pour chacun des rayons. (Voir le paragraphe III-3 du chapitre III où on a montré que $\Delta P_{\text{mèche}} = P_c - \Delta P_{\text{reste}}$). $\Delta P_{\text{mèche}} = \Delta P_{\text{mèche}\ell} + \Delta P_{\text{mèche}v}$ où $\Delta P_{\text{mèche}\ell}$ est la perte de charge dans la phase liquide qui correspond à la pression à l'entrée de la mèche moins la pression minimum dans la phase liquide et $\Delta P_{\text{mèche}v}$ est la perte de pression dans la phase vapeur qui correspond à la pression maximum dans la phase vapeur moins la pression dans la cannelure. Ce minimum et ce maximum de pression ne correspondent pas forcément au même point de l'interface liquide/vapeur de la poche vapeur (donc pas au même rayon de liaison) et, pas forcément à une liaison qui possède le diamètre moyen, d'où une chute de pression dans la mèche supérieure à celle de la pression capillaire du diamètre moyen.

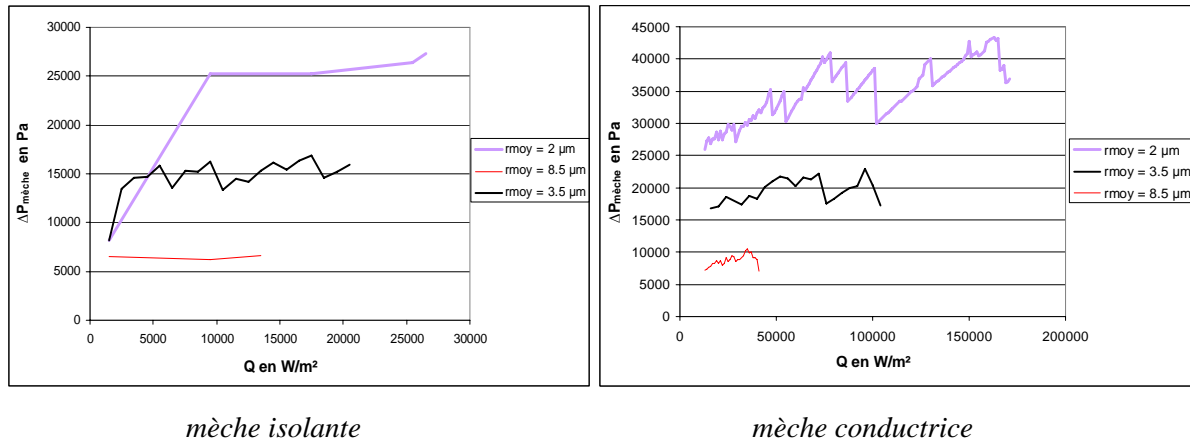


Figure VII-24 : Evolution de la chute de pression dans la mèche en fonction du flux pour différents diamètres moyens de liaisons

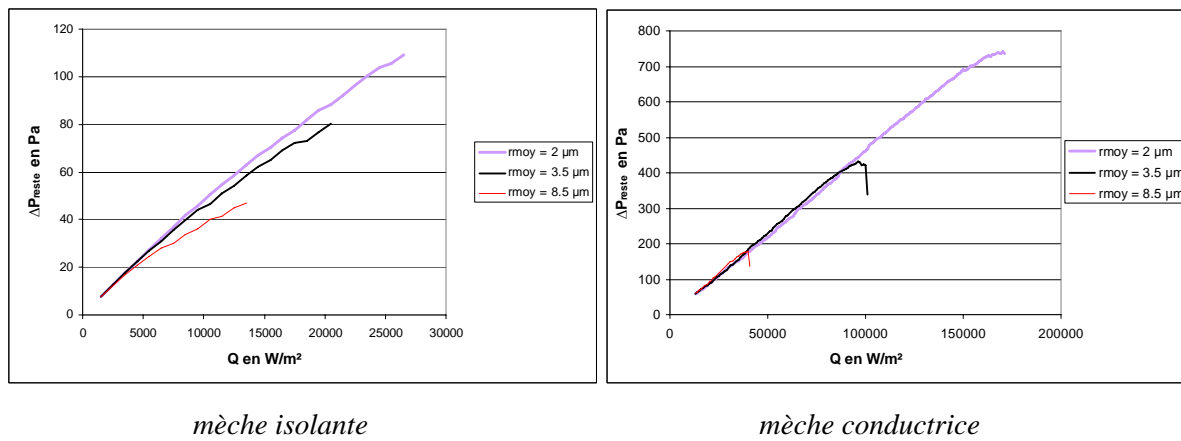


Figure VII-25 : Evolution de la chute de pression linéaire en fonction du flux pour différents diamètres moyens de liaisons

Comme attendu, le rayon moyen des liaisons a donc un impact important sur le fonctionnement de la boucle. Il est plus avantageux de prendre un diamètre moyen de liaison petit car on peut imposer des flux plus grands avant d'atteindre la limite de surchauffe, on limite ainsi le risque de désamorçage.

VII.3.2 Perméabilité variant avec le diamètre moyen des liaisons

Si on travaille maintenant avec un matériau donné (c'est-à-dire à microstructure donnée), la perméabilité K du milieu poreux doit varier avec le diamètre des liaisons. On suppose de façon classique qu'elle suit la loi suivante en fonction du rayon moyen des liaisons (r_{moy}) :

$$K(r_{\text{moy}}) = K_{\text{réf}} \frac{r_{\text{moy}}^2}{r_{\text{réf}}^2} \quad \text{où } K_{\text{réf}} = 4.10^{-14} \text{ m}^2 \text{ pour } r_{\text{réf}} = 3.5 \text{ } \mu\text{m}$$

On obtient ainsi les évolutions de saturation montrées sur la figure VII-26.

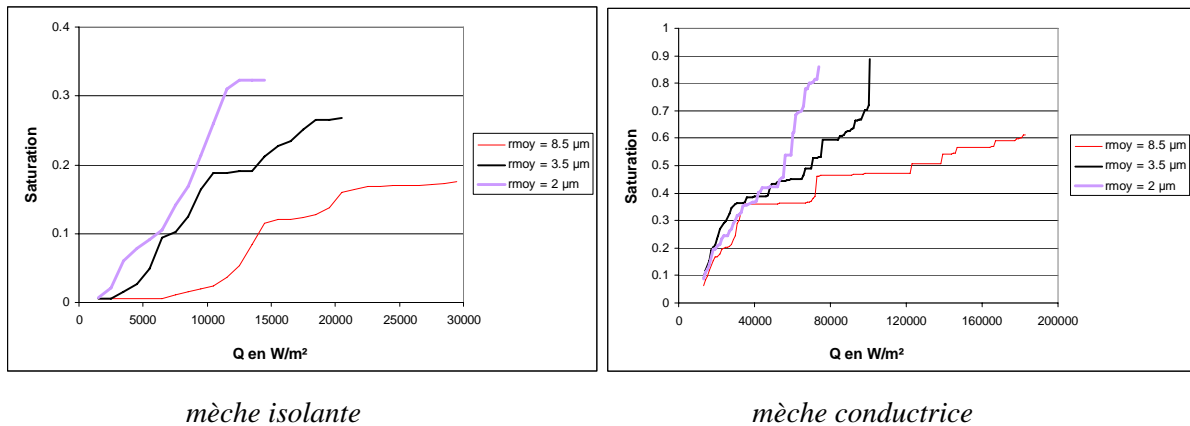


Figure VII-26 : Evolution de la saturation en fonction du flux pour différents diamètres moyens de liaisons

On voit donc qu'avec nos « règles du jeu », l'augmentation de la perméabilité avec le carré du diamètre moyen des liaisons « surcompense » l'effet de diminution des seuils de pression capillaire (qui varient de façon inversement proportionnelle au le diamètre des liaisons). Ainsi, pour un flux donné, lorsque le diamètre des liaisons est augmenté, la perméabilité étant plus grande, la pression dans la phase vapeur est plus petite, et du coup la différence de pression au niveau de l'interface liquide/vapeur n'est pas suffisante pour envahir les pores suivants. La poche vapeur dans ce cas est donc plus petite que pour la poche avec un diamètre moyen de liaison inférieur. Plus le diamètre moyen des liaisons est petit plus la poche de vapeur est importante d'où une température du bâti métallique plus élevée car celui-ci est beaucoup plus isolé de la conduite liquide qui est une source froide. On pourrait donc penser qu'il souhaitable d'augmenter le diamètre moyen des pores, ce qui évidemment en contradiction avec la tendance des constructeurs à considérer des pores de petites dimensions de façon à obtenir un fort pompage capillaire. Ici nous touchons en fait à une des limites annoncées de notre modélisation, à savoir que notre modèle n'est pas couplé à un modèle de boucle. En particulier, l'effet d'augmentation (non-linéaire) de la chute de pression dans la boucle avec le débit n'est pas pris en compte dans notre modèle. De ce fait notre modèle ne permet pas de mettre en évidence un rayon optimum de pores pour cette loi de chutes de pression utilisée qui entraîne une faible chute de la pression entre celle des cannelures et celle à l'entrée de la mèche ($7 < \Delta P_{\text{reste}} < 900$ Pa (résultats mèche isolante et mèche conductrice confondus)).

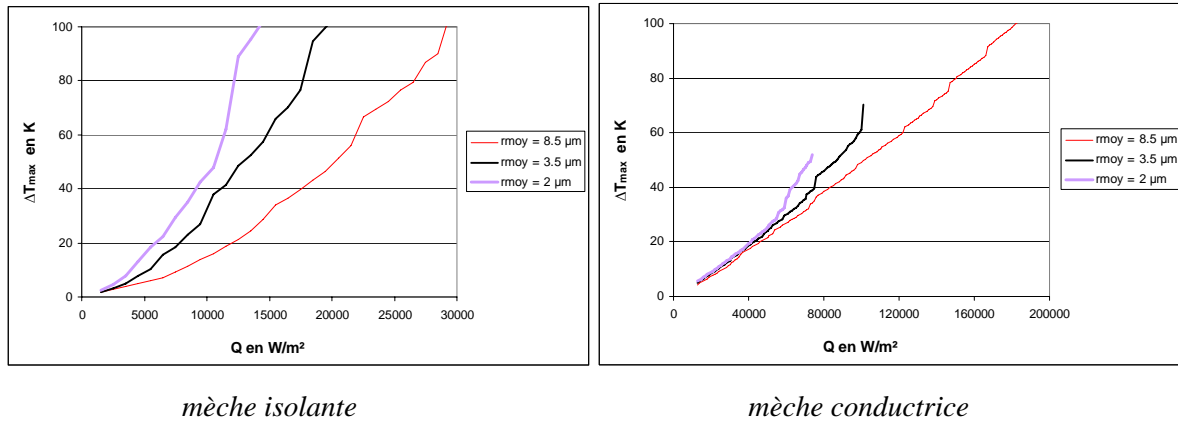


Figure VII-27 : Evolution de la surchauffe maximale du bâti métallique en fonction du flux pour différents diamètres moyens de liaisons

Pour l'étude de la surchauffe du bâti métallique, du rendement et des pertes par conduction à l'entrée de la mèche, on observe le même comportement que précédemment de manière inversée (par rapport au diamètres moyens des liaisons).

En effet, ces résultats sont cohérents avec l'évolution de la poche vapeur que reflètent la Figure VII-26. Ainsi, pour une mèche isolante, lorsque le diamètre moyen des liaisons est grand, on peut imposer des flux plus importants avant d'atteindre (quand même très rapidement) la température de surchauffe maximale du bâti métallique. Et pour une mèche conductrice, plus le rayon moyen est petit, plus vite sont atteintes les conditions de désamorçage.

Ensuite, quelle que soit la nature de la mèche, pour des diamètres de liaison grands la partie de la puissance fournie qui sert à vaporiser le fluide est assez élevée et chute beaucoup moins rapidement que pour des liaisons de petits diamètres (Figure VII-28).

Quand au flux parasite pour une mèche isolante, il est faible et d'autant plus lorsque le diamètre moyen des liaisons est grand. Pour une mèche conductrice, celui-ci est élevé et augmente brutalement lorsque l'évaporateur atteint la condition de désamorçage. Dans ce cas, pour un diamètre moyen de liaison grand, le flux parasite ne subit pas d'augmentation brusque car la poche vapeur ne sature pas entièrement la mèche (Figure VII-29)

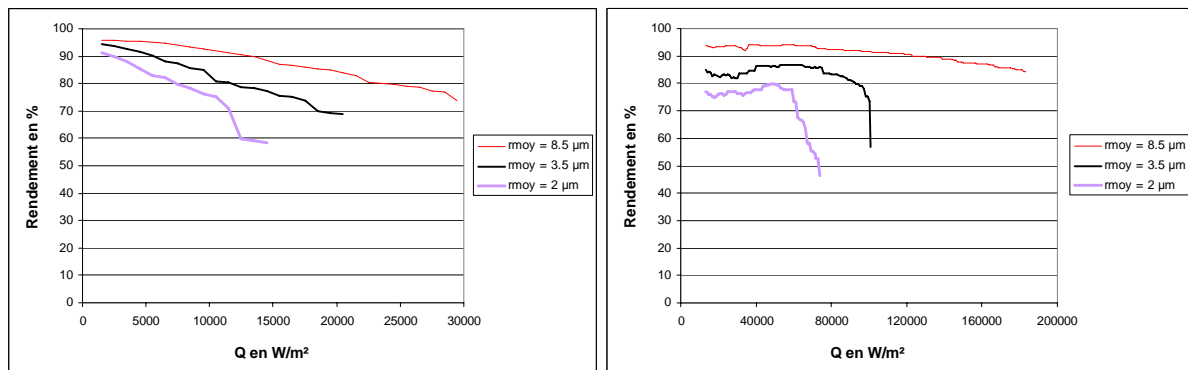
*mèche isolante**mèche conductrice*

Figure VII-28 : Rendement de l'évaporateur en fonction du flux pour différents diamètres moyens de liaisons

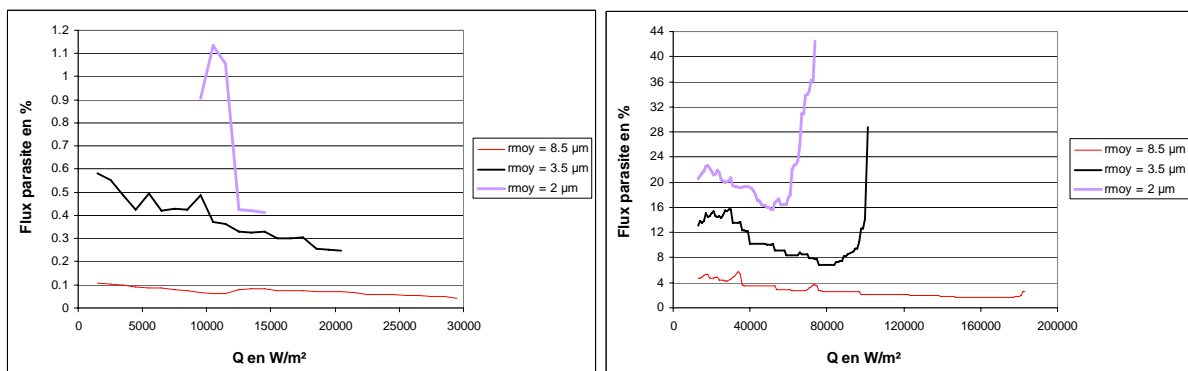
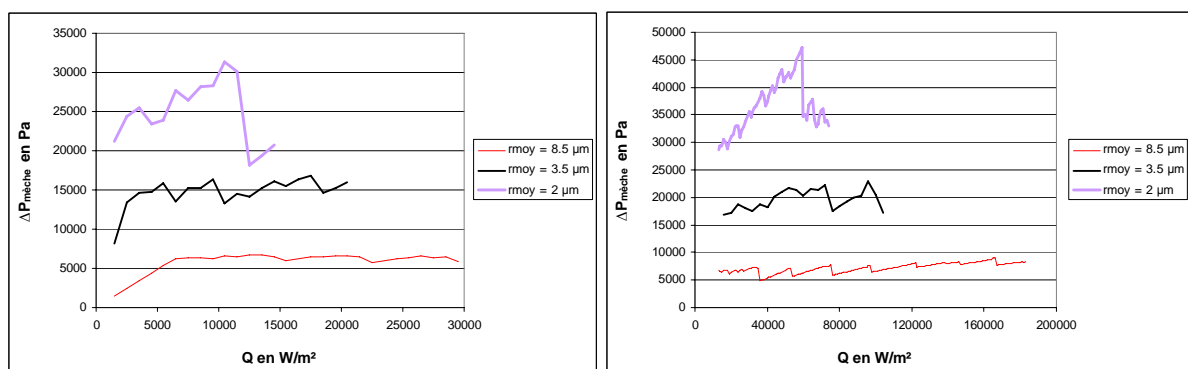
*mèche isolante**mèche conductrice*

Figure VII-29 : Evolution du flux parasite en fonction du flux pour différents diamètres moyens de liaisons

*mèche isolante**mèche conductrice*

VII-30 : Evolution des pertes de pressions dans la mèche en fonction du flux pour différents diamètres moyens de liaisons

En conclusion, ces simulations confirment que la perméabilité et le diamètre des liaisons sont des paramètres très sensibles du problème. En vue de dégager des indications sur des paramètres optimaux, il est nécessaire de coupler notre modèle à un modèle de boucle de façon à prendre en compte notamment l'évolution des pertes de charge dans la boucle avec le débit de fluide. Ceci est illustré dans le paragraphe suivant.

VII.3.3 Influence de la loi de chutes de pression dans la boucle (ΔP_{reste})

Dans cette partie nous mettons en évidence l'existence d'un rayon optimum de pores en faisant varier la loi de pertes de pression dans la boucle.

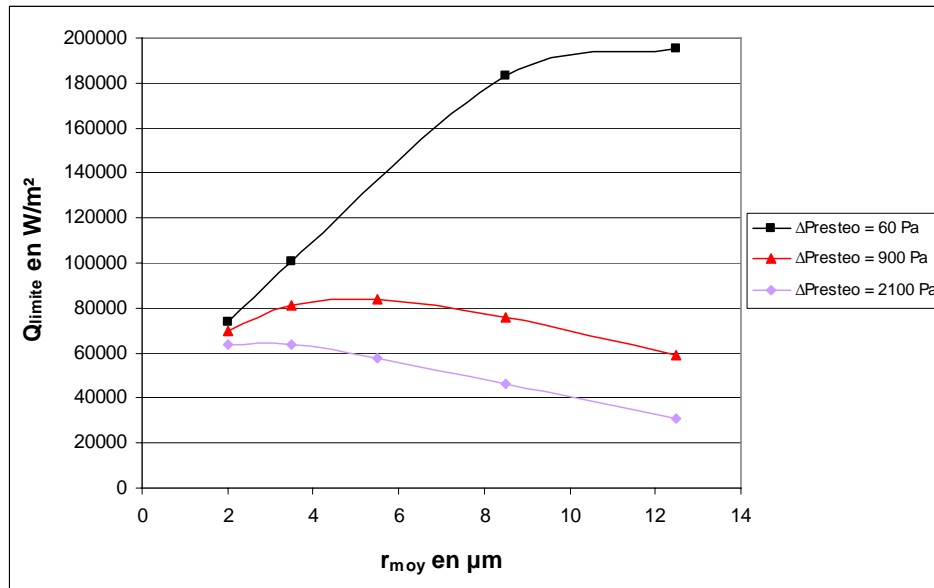
Nous avons vu au chapitre III, que l'écoulement de la vapeur implique qu'il y a une surpression dans les cannelures. Cette surpression est calculée en supposant que la pression de la vapeur en sortie de l'évaporateur est à la pression P_1 qui est égale à la pression en entrée de la mèche et que l'écoulement subit une chute de pression linéaire (ΔP_{reste}).

$$\text{Soit } \Delta P_{\text{reste}} = P_{\text{can}} - P_{\text{sat}} = \frac{V_v L_0 \mu_v}{\kappa}$$

On fait donc varier les coefficients L_0 et κ afin d'augmenter la surpression de la vapeur dans les cannelures.

On appelle ΔP_{reste0} la chute de pression que l'on obtient pour le premier flux imposé (soit ici pour $Q = 13\,000 \text{ W/m}^2$). Pour trois chutes de pression différentes, on fait varier le rayon moyen des liaisons ainsi que sa perméabilité qui suit la loi définie précédemment. (cf VII-3.2)

Sur le graphe suivant on appelle Q_{limite} le flux correspondant dans chacun des cas soit à la limite de surchauffe du bâti métallique, soit à la limite de désamorçage.



VII-31 : Evolution du flux limite de fonctionnement pour différentes chutes de pression dans le reste de la boucle et différents rayons moyens de liaisons ($\lambda_m = 30$ W/m/K)

On constate que lorsque cette chute de pression est faible ($\Delta P_{\text{resteo}}=60$), plus le rayon moyen des liaisons augmente plus le flux limite augmente. On aurait tendance à croire que pour un rayon moyen très grand, on obtiendrait un optimum pour le fonctionnement de la boucle (meilleur rendement, et flux à imposer le plus élevé).

Pour des chutes de pression plus grandes ($\Delta P_{\text{resteo}}=900$ Pa et $\Delta P_{\text{resteo}}=2100$ Pa), on constate que l'on obtient effectivement un optimum et que le rayon moyen correspondant à cette optimum diminue lorsque la chute de pression augmente. Il est intéressant de noter que ces valeurs sont de l'ordre de celles observées dans une boucle, voir par exemple Kaya et Hoang (1999) ou Kaya et Goldak (2006).

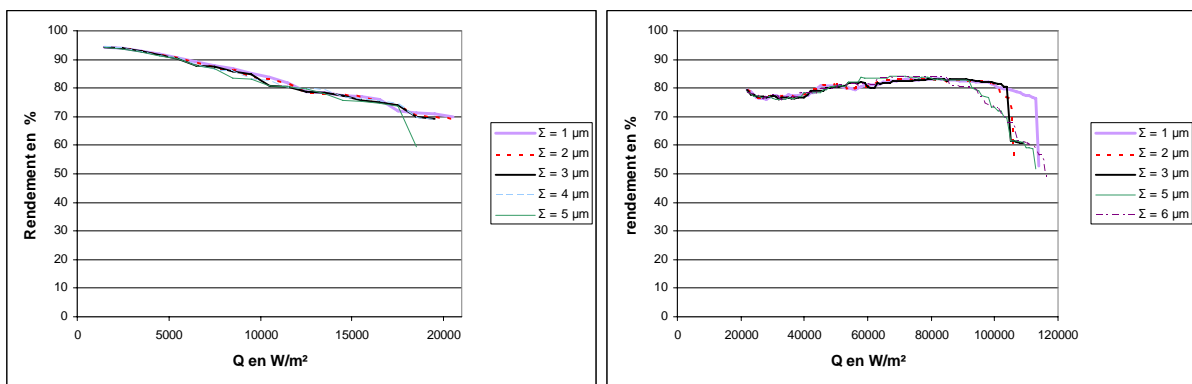
VII.4 Influence du désordre (Σ)

Sur toutes les figures de cette partie la conductivité de la matrice poreuse isolante est de 0.2 W/m/K et celle de la matrice poreuse conductrice est de 60 W/m/K.

Comme indiqué précédemment le paramètre caractérisant le désordre du milieu poreux est défini par $\Sigma = r_{\text{max}} - r_{\text{min}}$. Nous étudions dans cette section la sensibilité de l'envahissement de la mèche par la vapeur à ce paramètre Σ .

Dans ce but, une série d'expériences numériques a été menée pour un diamètre moyen de liaison égal à $7\text{ }\mu\text{m}$ dans chaque expérience, mais avec une différence entre le rayon maximal et le rayon minimal (Σ) variant de 1 à $6\text{ }\mu\text{m}$.

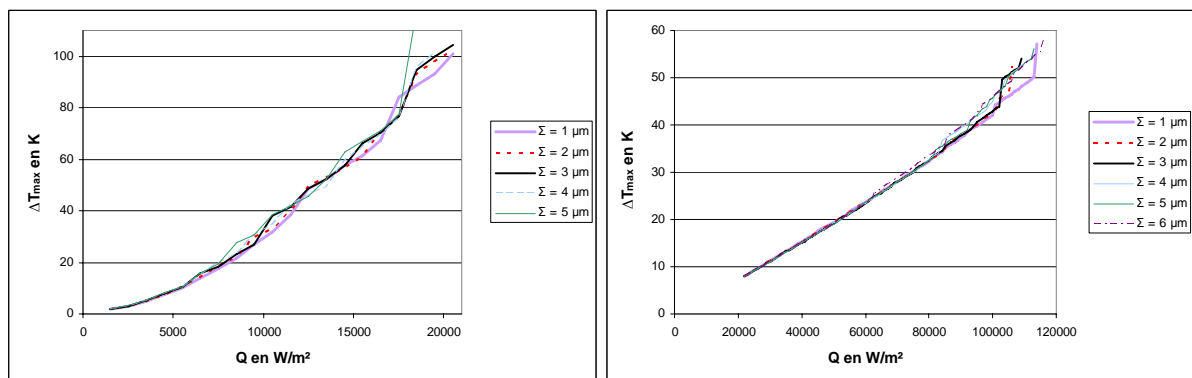
On constate que la saturation de la mèche par la vapeur est pratiquement la même quelque soit le désordre. La seule différence se situe au niveau de la forme de la poche vapeur. En effet le rendement, la température maximale obtenue sur la surface extérieure de l'ailette métallique et la saturation de la poche vapeur restent proches quel que soit le désordre imposé. (Figures VII-32 à VII-34)



mèche isolante

mèche conductrice

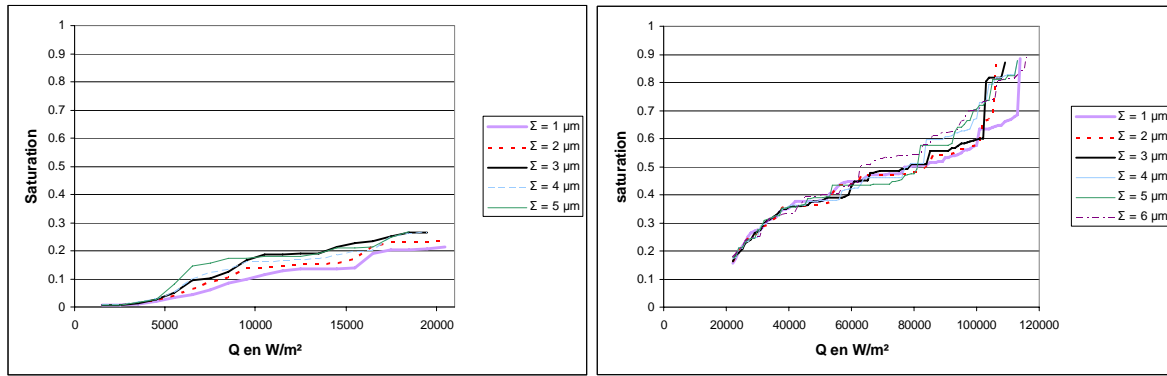
VII-32 : Rendement de l'évaporateur pour différents désordres



mèche isolante

mèche conductrice

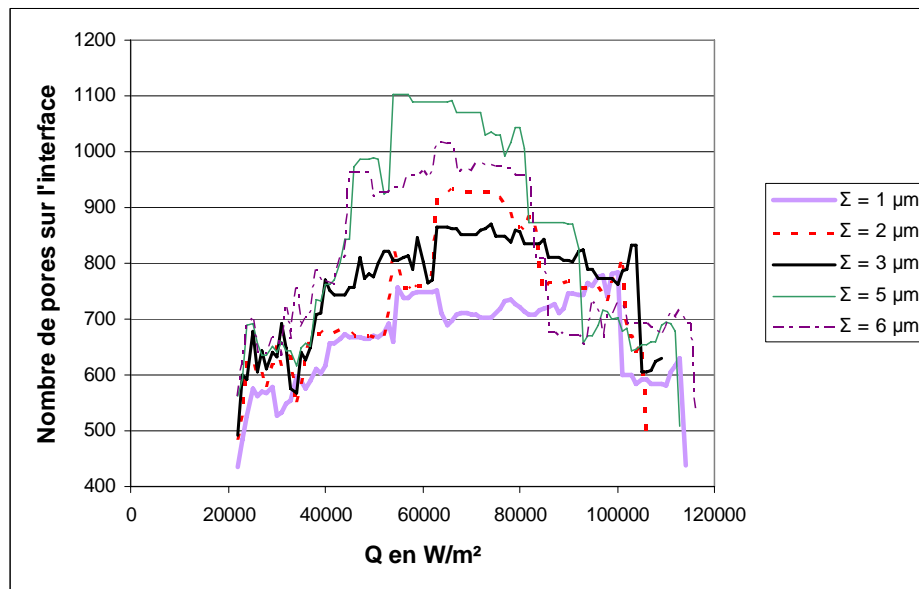
VII-33 : Evolution de la surchauffe du bâti métallique pour différents désordres



mèche isolante

mèche conductrice

VII-34 : Evolution de la saturation de la vapeur pour différents désordres

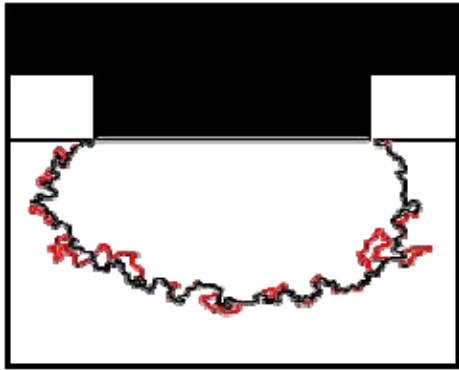


VII-35 : Evolution du nombre de pores sur l'interface liquide/vapeur pour une mèche conductrice

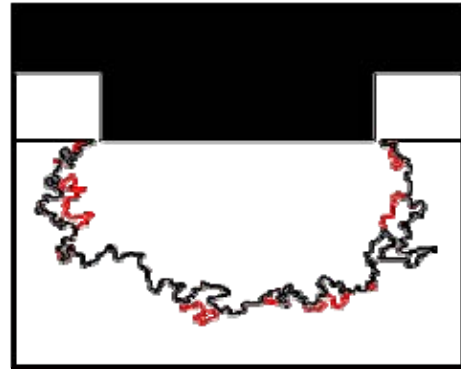
La saturation est pratiquement la même pour un flux donné, on constate que le nombre de pores sur l'interface liquide/vapeur est plus grand pour un désordre grand que pour un désordre petit. (Figure VII-35)

La forme de la poche est plus accidentée (elle contient plus de digitations) lorsque le désordre est grand ($\Sigma = 6 \mu\text{m}$). Ainsi, la formation de digitations capillaires de vapeur dans la zone saturée en liquide, c'est-à-dire de « doigts » de vapeur susceptibles de provoquer le désamorçage, augmente avec le désordre. En revanche, pour un faible désordre, la poche de

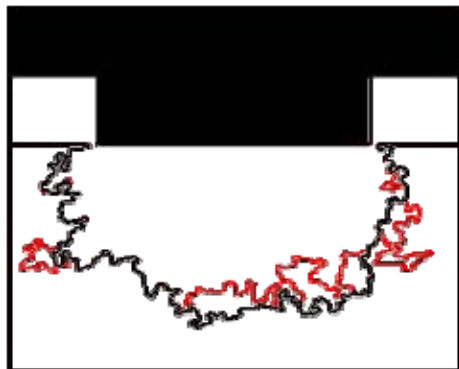
vapeur a une forme plus lisse. En conclusion, ces éléments suggèrent qu'il est préférable de travailler avec des distributions de taille de pore aussi étroites que possibles. On réduit ainsi l'effet déstabilisant de la capillarité sur la forme de l'interface et on renforce l'effet stabilisant des effets visqueux qui ont tendance à lisser l'interface. (Voir figure suivante VII-36)



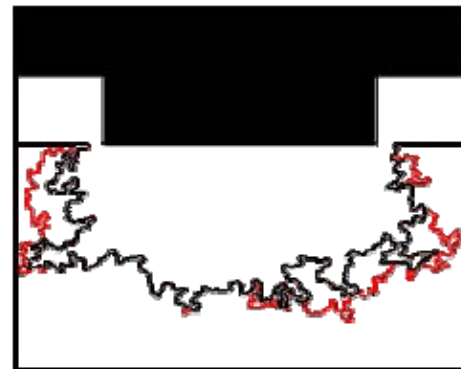
$$\Sigma = 1 \mu\text{m} \quad \Sigma = 2 \mu\text{m}$$



$$\Sigma = 2 \mu\text{m} \quad \Sigma = 4 \mu\text{m}$$



$$\Sigma = 4 \mu\text{m} \quad \Sigma = 5 \mu\text{m}$$



$$\Sigma = 5 \mu\text{m} \quad \Sigma = 6 \mu\text{m}$$

VII-36 : Profil de la poche de vapeur pour le flux $Q=65\,000 \text{ W/m}^2$ pour une mèche conductrice

VII.5 Influence de la taille de l'ailette

Sur toutes les Figures de cette partie la conductivité de la matrice poreuse isolante est de 0.2 W/m/K et celle de la matrice poreuse conductrice est de 30 W/m/K .

Nous étudions l'impact de la taille de l'ailette (X_a) sur l'évolution de la poche vapeur ainsi que sur les limites de fonctionnement de l'évaporateur.

On garde les mêmes dimensions définies au chapitre III, et on fait seulement varier le paramètre X_a . La loi de pertes de charges externe (cf § III-3) reste la même et ne dépend pas des dimensions de la cannelure.

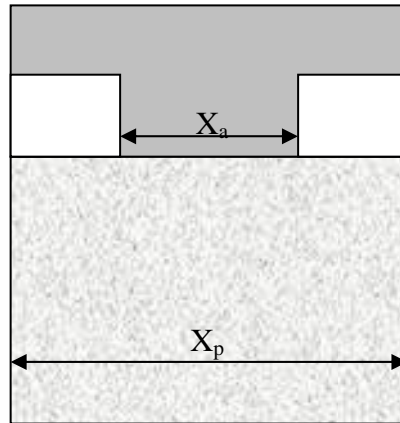


Figure VII-37 : Définition des paramètres pour étudier l'influence de la taille de l'ailette

Le paramètre étudié sera donc :

$$L_a = \frac{X_a}{X_p}$$

Pour une mèche isolante, quelle que soit la taille de l'ailette on atteint la limite de surchauffe du bâti métallique pour les mêmes flux largement avant d'atteindre la limite de désamorçage. La seule différence que l'on peut observer concerne la forme de la poche de vapeur qui est d'autant plus grosse et plus profonde que la taille de l'ailette est plus grande. Ceci s'explique par le fait que dès le départ on envahit une plus grande surface de pores sous l'ailette, on peut donc envahir un plus grand nombre de liaisons lorsque le flux augmente et comme la pression dans la vapeur est plus grande, on envahit plus de liaisons.

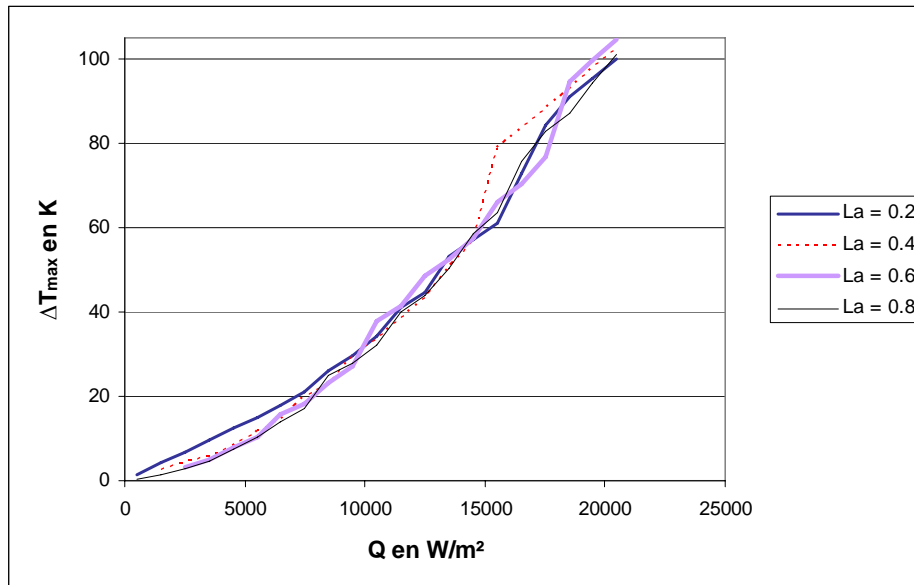


Figure VII-38 : Evolution de la surchauffe maximale du bâti métallique en fonction du flux pour une mèche isolante et pour différentes tailles d'ailette

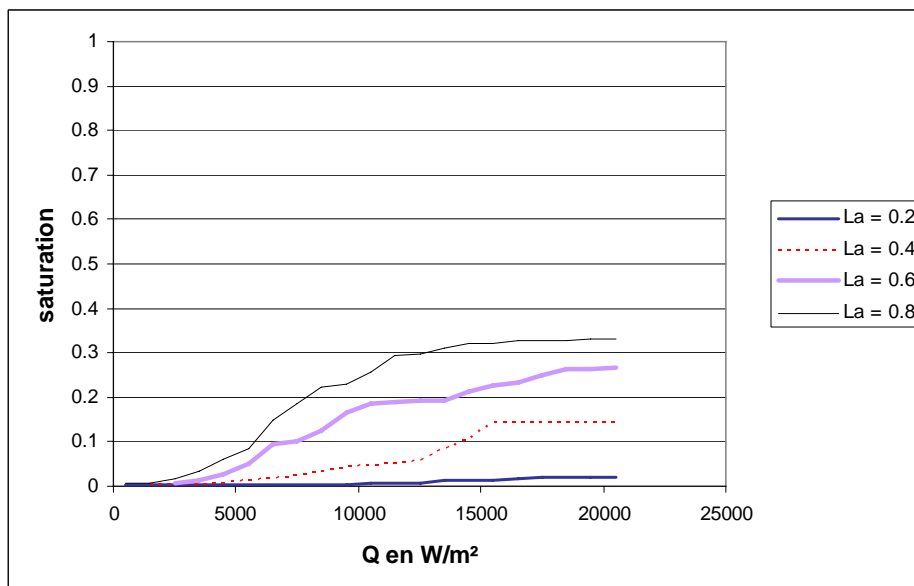


Figure VII-39 : Evolution de la saturation de la poche vapeur en fonction du flux pour une mèche isolante et pour différentes tailles d'ailette

La sensibilité à la taille de l'ailette est beaucoup plus marquée pour une mèche conductrice. Lorsque la taille de l'ailette est petite on constate que la saturation est faible mais la surchauffe du bâti augmente rapidement en fonction du flux (ce qui est dû à la petite taille de l'ailette). Plus la taille de l'ailette est grande plus le flux de chaleur peut se dissiper dans l'ailette.

Pour un flux donné, bien que la saturation soit plus importante pour l'ailette de taille la plus grande, la température de surchauffe du bâti métallique est beaucoup moins importante. Il est donc plus avantageux de prendre une taille d'ailette plus grande car on atteint la limite de surchauffe du bâti métallique beaucoup moins rapidement.

L'inconvénient de prendre une taille d'ailette trop grande est d'atteindre la limite de désamorçage bien avant d'atteindre la limite de surchauffe du bâti. On voit donc qu'il existe une plage de taille d'ailette optimale, correspondant à un compromis entre limite de surchauffe et limite de désamorçage. Le compromis le plus intéressant est de prendre une taille d'ailette proche de la moitié de la largeur du modèle.

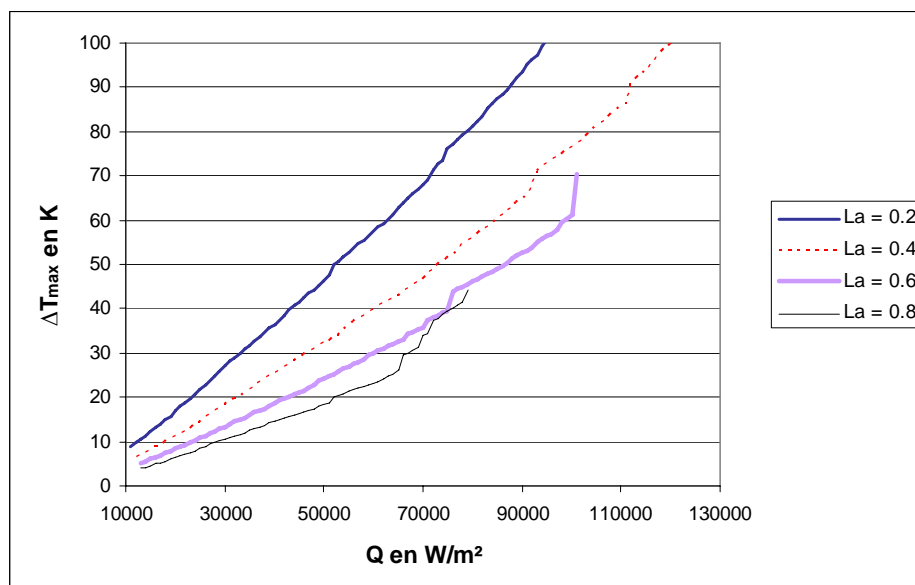


Figure VII-40 : Evolution de la surchauffe maximale du bâti métallique en fonction du flux pour une mèche conductrice et pour différentes tailles d'ailette

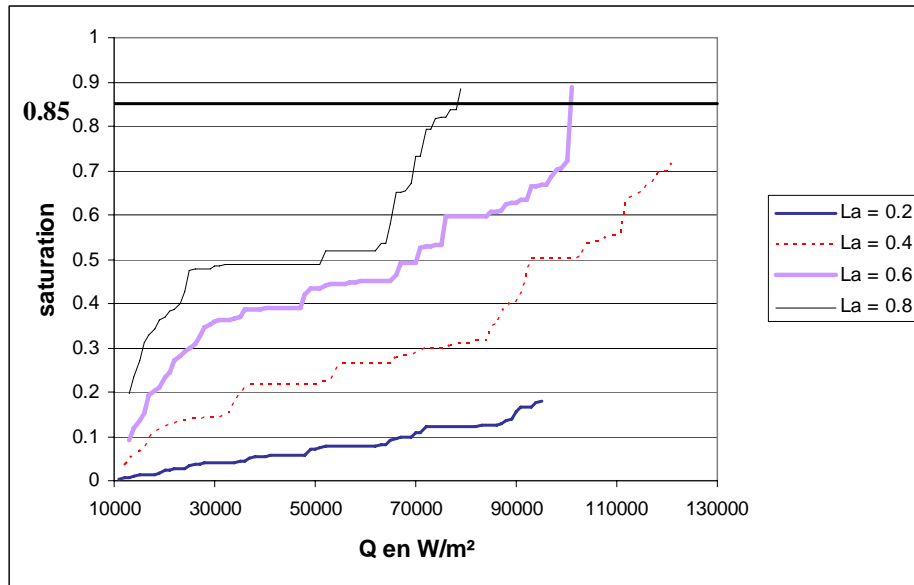


Figure VII-41 : Evolution de la saturation de la poche vapeur en fonction du flux pour une mèche conductrice et pour différentes tailles d'ailette

VII.6 Influence du sous refroidissement à l'entrée de la mèche

Dans cette section, nous étudions l'influence du sous refroidissement (ΔT_o) à l'entrée de la mèche poreuse pour une mèche conductrice dont la conductivité de la matrice poreuse vaut 30 W/m/K.

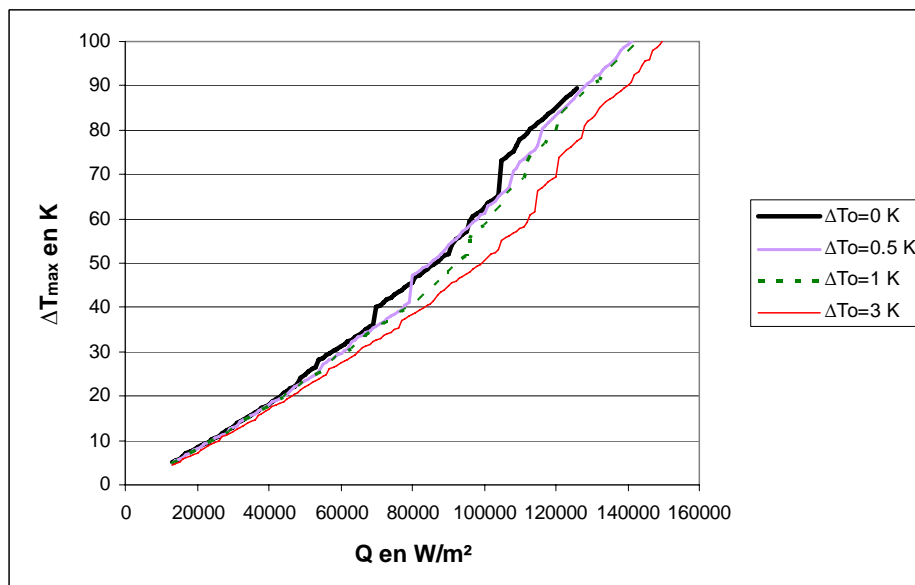


Figure VII-42 : Evolution de la surchauffe maximale du bâti métallique en fonction du flux pour une mèche conductrice et pour différents sous refroidissements

Lorsque le sous-refroidissement est grand, les surchauffes du bâti métallique sont moins importantes mais le rendement, pour de faibles flux, est moins bon et les pertes par conduction à l'entrée de la mèche (flux parasite) très élevées. Le seul avantage est pour des flux très élevés où le rendement est meilleur. Les pertes à l'entrée de la mèche sont alors moins élevées mais restent très importantes.

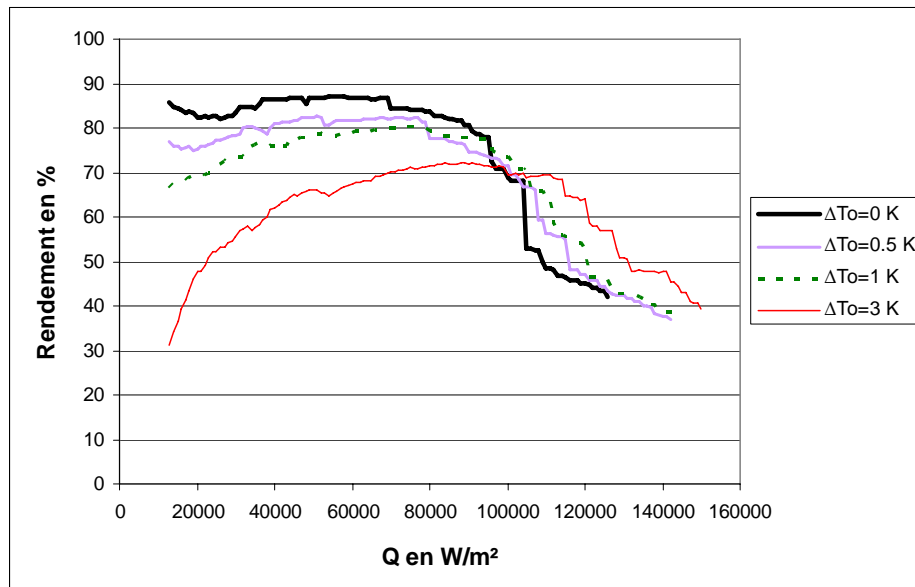


Figure VII-43 : Evolution du rendement en fonction du flux pour une mèche conductrice et pour différents sous refroidissements

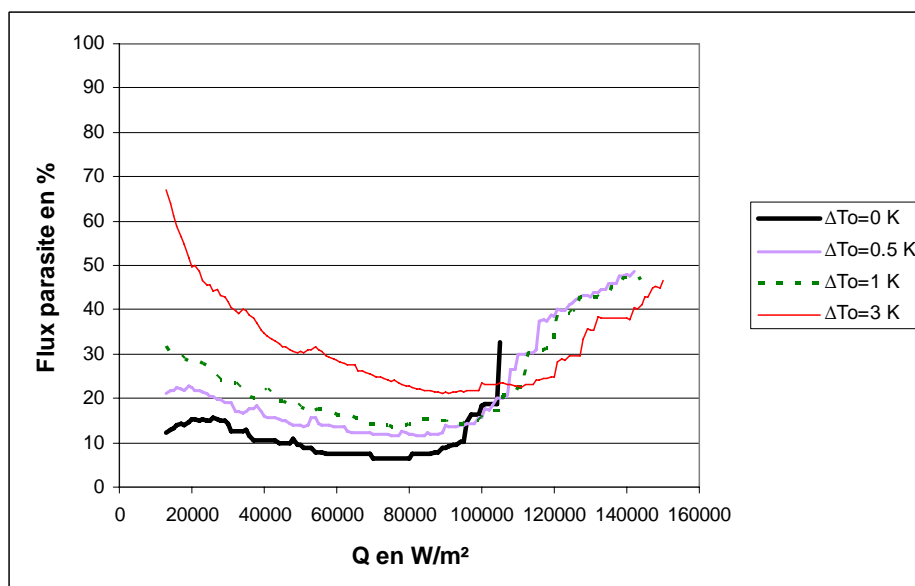


Figure VII-44 : Evolution du flux perdu par conduction à l'entrée de la mèche en fonction du flux imposé pour une mèche conductrice et pour différents sous refroidissements

VII.7 Comparaison de la position des cannelures

Nous comparons deux modèles d'évaporateur avec les mêmes dimensions mais:

- un avec les cannelures dans le bâti métallique (configuration I),
- et l'autre avec les cannelures dans la mèche poreuse (configuration II).

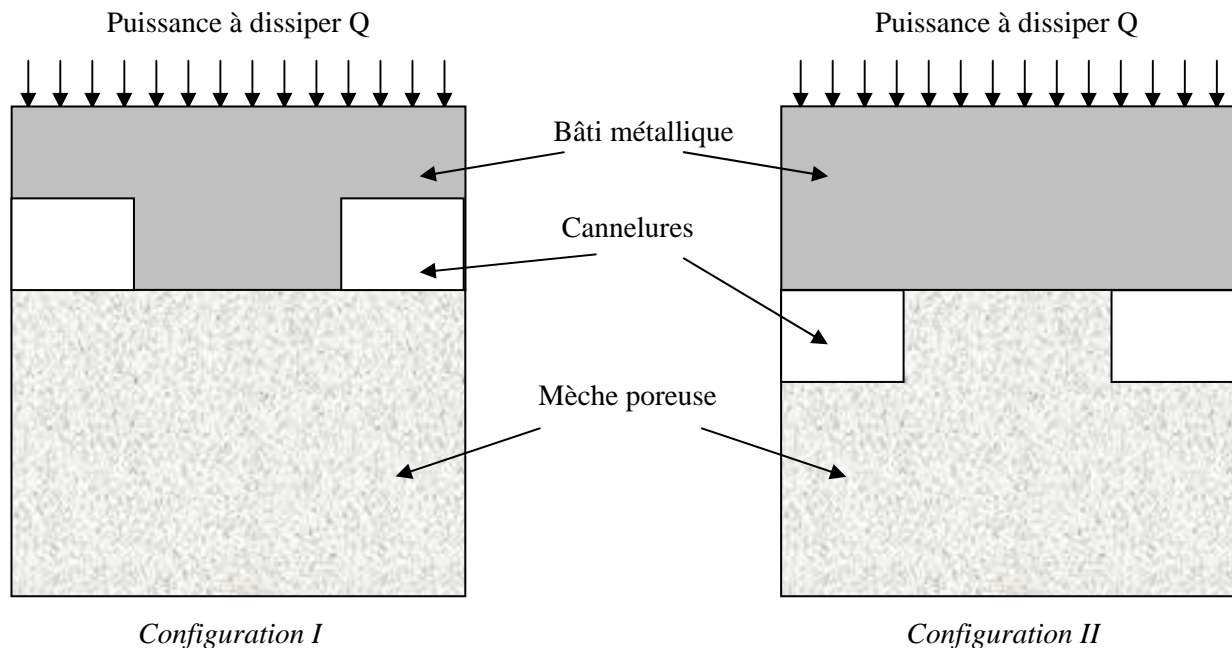


Figure VII-45 : Section des évaporateurs étudiés

Nous avons vu au chapitre IV qu'il fallait imposer un flux plus important dans la configuration où les cannelures sont dans la mèche poreuse pour obtenir la surchauffe de 3 K. L'apparition de la poche vapeur dans la configuration II se fera plus tard.

Avec les cannelures dans la mèche poreuse on constate qu'on peut imposer des flux plus grands avant d'atteindre une des limites de fonctionnement.

Si l'on regarde la proportion du flux de chaleur servant à la vaporisation du fluide (Figure VII-47), on constate que le rendement est pratiquement le même dans les deux configurations pour un même flux. Par contre celui-ci reste meilleur plus longtemps (pour des flux plus importants) dans le cas où les cannelures sont dans la mèche poreuse.

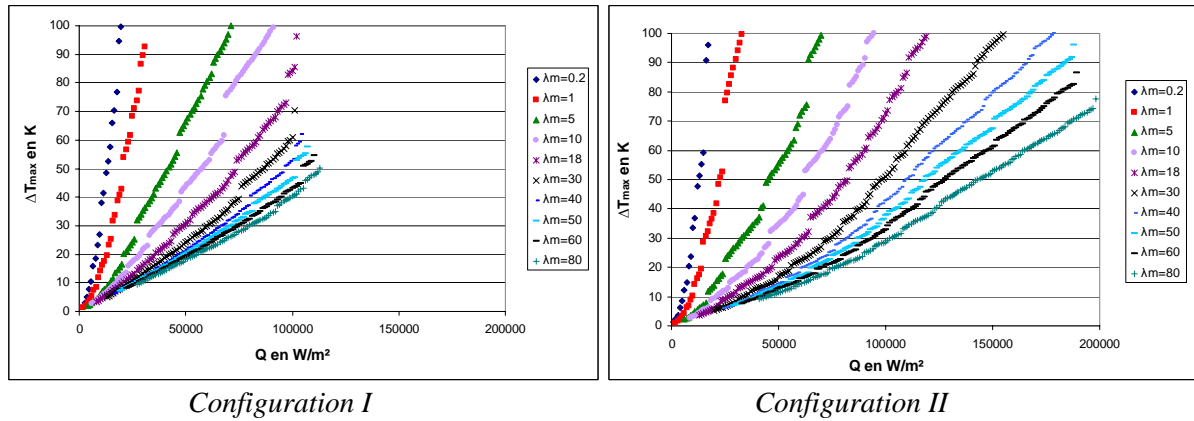


Figure VII-46 : Evolution de la surchauffe du bâti métallique pour les deux configurations

Rappelons que pour une surchauffe du bâti de 100 K ($\Delta T_{\max}=100$ K), la limite de surchauffe est atteinte bien avant la limite de désamorçage ($Q_{\text{dés}} > Q_{T_{\max}}$) lorsque la mèche est isolante. Pour une mèche conductrice, c'est le contraire : on atteint le désamorçage avant que la limite de surchauffe soit atteinte ($Q_{\text{dés}} < Q_{T_{\max}}$). Ceci s'applique pour les deux configurations.

Il est intéressant de noter que la transition entre ces deux cas s'obtient pour une conductivité plus élevée pour la configuration où les cannelures sont dans la matrice poreuse que dans le cas des cannelures dans le bâti. $\lambda_{\text{mp}} > \lambda_{\text{mb}}$ (où λ_{mp} est la conductivité de la matrice poreuse dans le cas où les cannelures sont dans le milieu poreux et λ_{mb} quand les cannelures sont dans le bâti métallique).

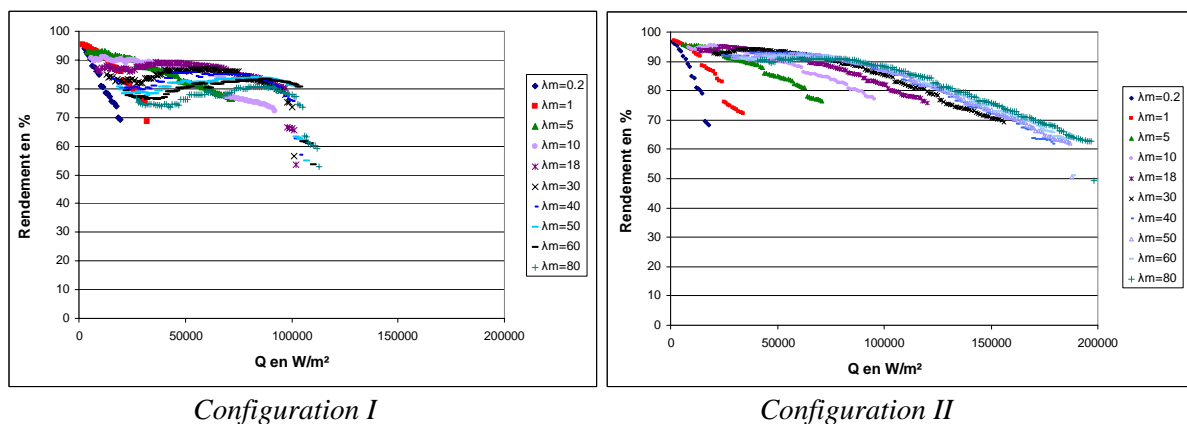


Figure VII-47 : Evolution du rendement de l'évaporateur pour les deux configurations

On peut donc imposer des flux plus importants avant d'atteindre la limite de désamorçage lorsque les cannelures sont dans la mèche poreuse ($Q_{\text{dés bâti}} < Q_{\text{dés poreux}}$). La configuration avec les cannelures dans la mèche poreuse semble être meilleure. Ceci est illustré sur le graphe suivant montrant l'évolution du flux limite (Q_{limite}) correspondant soit au flux limite impossible pour atteindre la limite de surchauffe (Q_{Tmax}) pour $\lambda_m < \lambda_{\text{mp}}$ ou λ_{mb} , soit au flux limite de désamorçage ($Q_{\text{dés}}$) pour $\lambda_m > \lambda_{\text{mp}}$ ou λ_{mb} .

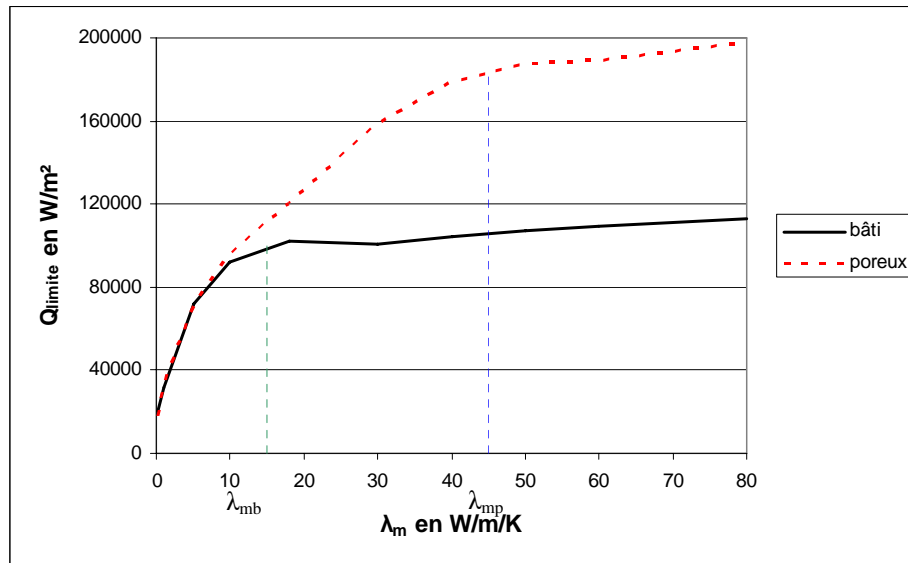


Figure VII-48 : Evolution du flux maximum imposable en fonction de la conductivité pour les deux configurations

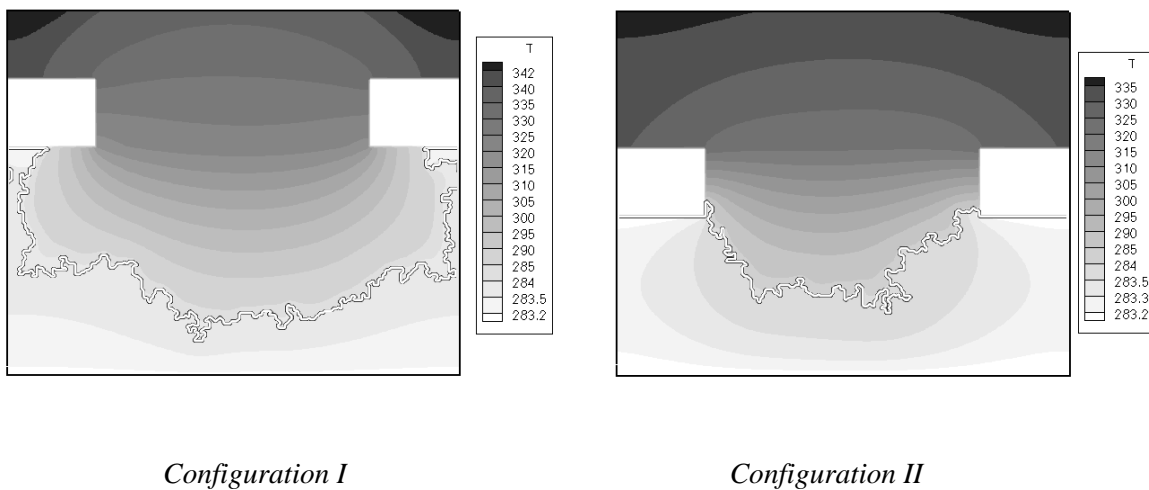


Figure VII-49 : Comparaison de la forme de la poche vapeur et du champ de température (en K) pour les deux configurations pour un flux donné ($Q = 84\,000\text{ W/m}^2$ et $\lambda_m = 30\text{ W/m/K}$).

VII.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'influence de différents paramètres de la mèche poreuse sur les performances de l'évaporateur. Les calculs suggèrent qu'il est plus avantageux de disposer les cannelures dans la mèche que dans le bâti métallique, du moins pour le cas étudié, c'est-à-dire en supposant une même épaisseur de la région occupée par la mèche et une même épaisseur de la région occupée par le bâti métallique dans les deux cas. Ils montrent aussi que les limites de fonctionnement de l'évaporateur dépendent fortement de la nature de la mèche. Ainsi, il est intéressant de noter que l'on change de limite de fonctionnement selon la nature isolante (la limite de surchauffe est atteinte en premier) ou conductrice (la limite de fonctionnement est alors le désamorçage) de la mèche.

L'ensemble des résultats obtenus suggère qu'il est plus intéressant (si on suppose toutes les autres propriétés identiques) d'utiliser des mèches conductrices. Le rendement de l'évaporateur est meilleur, les flux limites de fonctionnement sont plus élevés et la conductance à l'évaporateur nettement plus élevée. En revanche, l'intérêt principal des mèches isolantes est de limiter très significativement le flux parasite comparativement à une mèche conductrice.

Les simulations suggèrent qu'il est préférable de travailler avec des distributions de taille de pores aussi étroites que possibles (milieu faiblement désordonné). On réduit ainsi l'effet déstabilisant de la capillarité sur la forme de l'interface et on renforce l'effet stabilisant des effets visqueux qui ont tendance à lisser l'interface. En d'autres termes, on limite la formation de digitations capillaires, ce qui limite les possibilités de désamorçage.

La perméabilité, tout comme les seuils d'invasion capillaire (diamètres moyens des liaisons), sont des paramètres très sensibles car ils affectent fortement l'extension de la poche vapeur. Toutefois, les conditions aux limites choisies, plutôt représentatives d'une « boucle ouverte », ne permettent pas de mettre en évidence un optimum (existant pour des chutes de pression dans la cannelure plus grandes) en termes de taille de liaison, qui traduirait le meilleur compromis entre perméabilité et seuil d'invasion capillaire. Il serait souhaitable dans cette perspective de coupler notre modèle à un modèle de boucle afin de prendre en compte notamment l'effet de variation de la chute de pression dans le reste de la boucle avec le débit de façon beaucoup plus réaliste.

Chapitre VIII : Mèches bicouches

Nous avons vu dans le chapitre précédent que lorsque la mèche est isolante la surchauffe du bâti métallique augmente très rapidement mais que les pertes par conduction à l'entrée de la mèche (le flux parasite) sont assez faibles. Pour des mèches conductrices, c'est le contraire, la surchauffe du bâti n'est pas le facteur limitant (c'est le désamorçage) et le flux parasite est important. Enfin, pour nos conditions, plus le diamètre moyen des pores est petit, plus le flux critique (de surchauffe ou de désamorçage selon les cas) est grand.

Compte-tenu de ces éléments, il semble donc intéressant d'essayer de combiner les avantages des deux types de mèche (tout en minimisant leur recouvrement) de façon à obtenir une meilleure performance (limites de fonctionnement élevées, fort rendement, faible flux parasite, ...). Ceci conduit au concept de mèches hétérogènes formées par des couches de propriétés différentes, un concept déjà proposé dans Le Bray (1997) et Figus et al. (1999) mais qui est étudié ici de façon plus précise et plus systématique.

Même en se limitant comme c'est le cas ici à des systèmes bicouches (Figure VIII-1), l'étude n'est pas facile en raison du nombre de paramètres qu'il est possible de faire varier. Ces paramètres sont en supposant que l'épaisseur totale Y_p des deux couches est fixée :

- l'épaisseur relative des couches caractérisée par le paramètre $e = \frac{Y_1}{Y_p}$ où Y_1 est l'épaisseur de la couche 1 (et donc $Y_2 = (1-e)Y_p$),
- la distribution des tailles de liaisons de chaque couche,
- la perméabilité de chaque couche (si pour plus de généralité on suppose qu'elle peut être contrôlée indépendamment des seuils de pression capillaire),
- la conductivité thermique de chaque couche.

Concernant cette dernière propriété et afin de limiter le nombre de simulations (l'idée étant plus d'essayer de dégager des tendances intéressantes que d'optimiser véritablement la structure considérée), nous considérerons uniquement deux valeurs possibles de conductivité thermique correspondant respectivement à un milieu poreux dont la matrice poreuse est conductrice ($\lambda_m = 30 \text{ W/m/K}$) et à un milieu poreux où elle est isolante ($\lambda_m = 0.2 \text{ W/m/K}$).

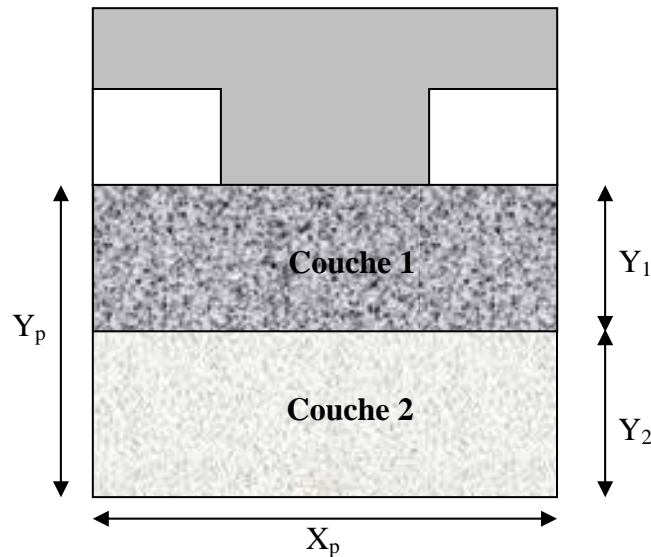


Figure VIII-1 : Schéma des paramètres pour étudier des modèles de mèches bicouches

Nous commençons par étudier l'influence de la distribution des tailles de liaison et de la perméabilité lorsque la mèche bicouche est de conductivité uniforme (les deux couches sont de conductivités thermiques identiques, soit isolantes, soit conductrices). Ceci fait l'objet de la section VIII-1. Nous passons ensuite au cas où les deux couches ont les mêmes propriétés en termes de perméabilité et de taille de liaison mais sont de conductivités thermiques différentes (section VIII-2). Enfin dans la dernière partie de ce chapitre (section VIII-3), nous considérons des situations où les deux couches diffèrent à la fois par leur conductivité thermique et leurs propriétés capillaro-hydrauliques (taille de liaisons, perméabilité).

VIII.1 Bicouche de conductivité thermique uniforme

Nous avons étudié deux cas où les deux couches ont les mêmes conductivités. Dans le premier cas la couche 1 a un plus petit diamètre moyen de liaison que la couche 2, dans le second cas ce sera l'inverse. Les épaisseurs Y_1 et Y_2 varient et la différence entre le plus grand rayon de liaison (de la couche aux grandes liaisons) et le plus petit rayon de liaison (de la couche aux petites liaisons) reste constante.

Pour la couche 1, soit $r_{\min 1}$ et $r_{\max 1}$ le plus petit et le plus grand rayon de liaison, et K_1 sa perméabilité.

Pour la couche 2, soit $r_{\min 2}$ et $r_{\max 2}$ le plus petit et le plus grand rayon de liaison, et K_2 sa perméabilité.

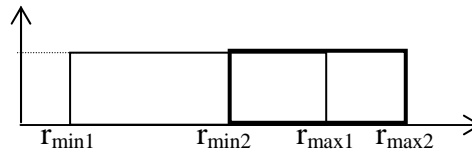
Ceci introduit un nouveau paramètre qui est le taux de recouvrement des distributions de chaque couche. Considérons par exemple le cas où $r_{\max 2} \geq r_{\max 1}$, on peut définir un taux de recouvrement des distributions par :

$$\tau_r = \frac{r_{\max 1} - r_{\min 2}}{r_{\max 2} - r_{\min 1}} \quad \text{avec la convention } \tau_r = 0 \text{ si } r_{\max 1} < r_{\min 2},$$

En d'autres termes, si $\tau_r = 0$ toutes les liaisons de la couche de plus petites tailles de liaison moyennes sont plus petites (ou au plus égales) que les liaisons de la couche de plus grande taille de liaisons moyennes.

Si $\tau_r = 1$, le recouvrement des distributions est parfait. Ceci correspond au cas « homogène ».

Lorsque $0 < \tau_r < 1$, il y a recouvrement partiel des distributions comme schématisé ci-dessous.



Dans ce qui suit, l'impact du recouvrement des distributions sera discuté en fixant l'écart $\Sigma_T = r_{\max 2} - r_{\min 1}$ à $5 \mu\text{m}$ (ou $\Sigma_T = r_{\max 1} - r_{\min 2} = 5 \mu\text{m}$, si la couche 1 contient plutôt des grandes liaisons et la couche 2 des petites).

Enfin pour caractériser plus complètement la répartition des tailles de liaison entre les deux couches, on peut définir deux autres paramètres :

$$d_2 = \frac{r_{\max 2} - r_{\min 2}}{\Sigma_T} \quad \text{et} \quad d_1 = \frac{r_{\max 1} - r_{\min 1}}{\Sigma_T}$$

d_1 (respectivement d_2) représente la fraction de la gamme possible de tailles de liaisons dans la couche 1 (respectivement de la couche 2).

On a avec nos conventions : $\tau_r = d_1 + d_2 - 1$

Nous comparons aussi à chaque fois le cas où les perméabilités des deux couches sont les mêmes (soit $K_1 = K_2 = 4.10^{-14} \text{ m}^2$) avec le cas plus réaliste où les perméabilités des deux couches sont différentes et dépendent du rayon moyen de la couche, selon la relation :

$$K(r_{\text{moy}}) = K_{\text{réf}} \frac{r_{\text{moy}}^2}{r_{\text{réf}}^2} \quad \text{où } K_{\text{réf}} = 4.10^{-14} \text{ m}^2 \text{ et } r_{\text{réf}} = 3.5 \mu\text{m}$$

Nous comparons ces différents cas au cas où la mèche (conductrice ou isolante) est uniforme de rayon moyen $3.5 \mu\text{m}$, de désordre $5 \mu\text{m}$ et de perméabilité $K_{\text{réf}}$. Ce cas correspond au cas « homogène » dans les graphes suivants.

VIII.1.1 Couche 1 : petites liaisons, couche 2 : grandes liaisons

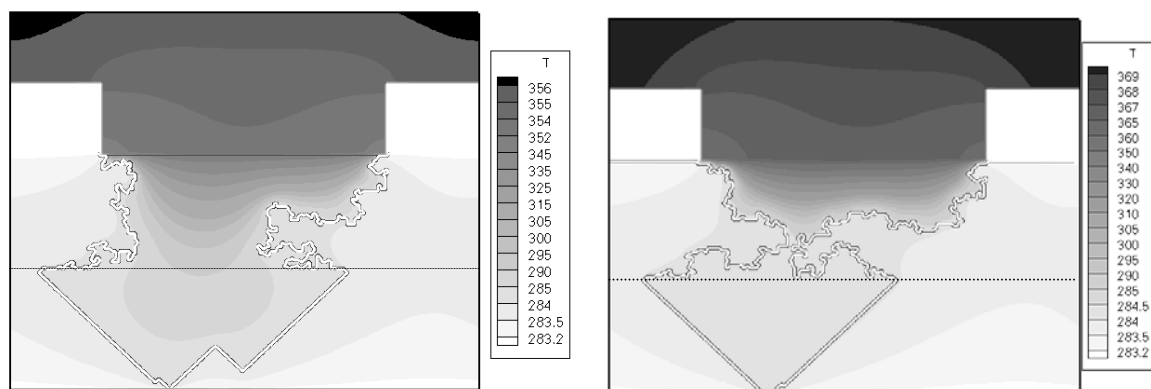
VIII.1.1.1 $e = 0.5$, et $\tau_r = 0$ (pas de recouvrement)

La répartition des rayons minimum et maximum des liaisons pour chacune des deux couches et les paramètres correspondants ainsi que la perméabilité lorsqu'elle dépend du diamètre moyen des pores de la couche sont donnés sur le tableau suivant :

$r_{\min 1}$ (μm)	$r_{\max 1}$ (μm)	$r_{\min 2}$ (μm)	$r_{\max 2}$ (μm)	d_1	d_2	K_1 en m^2	K_2 en m^2	K_1/K_2
1	3	3	6	0.4	0.6	$1.3 \cdot 10^{-14}$	$6.61 \cdot 10^{-14}$	0.2
1	4	4	6	0.6	0.4	$2.04 \cdot 10^{-14}$	$8.16 \cdot 10^{-14}$	0.25
1	5	5	6	0.8	0.2	$2.93 \cdot 10^{-14}$	$9.87 \cdot 10^{-14}$	0.3

Mèche isolante

Comme cela est illustré sur la figure VIII-2, pour le cas $d_1=0.8$ et $d_2=0.2$, l'effet principal est que dès que la vapeur atteint la couche 2 (couche où les liaisons sont plus grandes et donc les seuils d'invasion capillaire plus petits), elle ne continue à croître que dans cette couche, ce qui peut entraîner rapidement le désamorçage de l'évaporateur (alors que pour une mèche homogène isolante on a vu que la limite de fonctionnement était plutôt la limite de surchauffe). Ceci est obtenu aussi bien dans le cas où les couches sont de même perméabilité que dans les cas où elles sont de perméabilités différentes.



$K_1 < K_2$ et $Q=15\ 500\ \text{W/m}^2$

$K_1 = K_2$ et $Q=20\ 500\ \text{W/m}^2$

Figure VIII-2 : Champ de température (en K) et profil de la poche vapeur pour une mèche isolante

Toutefois, on observe des différences notables entre le cas $K_1 < K_2$ et le cas $K_1 = K_2$ (en rappelant que $K_1 < K_{\text{réf}} < K_2$ lorsque $K_1 \neq K_2$) comme cela est montré sur les figures VIII-3 à VIII-6.

Ainsi, les performances sont globalement moins bonnes que dans le cas homogène lorsque $K_1 \neq K_2$. Ceci est cohérent avec l'impact de la perméabilité vue au chapitre VII-2. Une perméabilité plus faible entraîne des pressions dans la phase vapeur plus élevées ce qui favorise le développement de la poche vapeur (pour un même flux imposé). Ainsi dans le cas $K_1 < K_2$, les performances sont d'autant meilleures que les perméabilités sont grandes (c'est-à-dire ici que d_1 est grand).

Cette tendance est inversée lorsque les perméabilités sont identiques. Ainsi les meilleures performances sont obtenues dans le cas où d_1 est le plus petit ($d_1=0.4$) et elles sont globalement meilleures que dans le cas homogène.

Il est intéressant de constater que lorsque d_1 est suffisamment grand, la limite de fonctionnement n'est plus la surchauffe mais le désamorçage. Ceci est dû au fait que pour un flux donné la poche vapeur s'étend d'autant moins que les liaisons sont petites (plus grands seuils d'invasion capillaire). Ainsi dans le cas $d_1=0.4$, la limite de surchauffe est atteinte avant que la vapeur n'atteigne la couche 2.

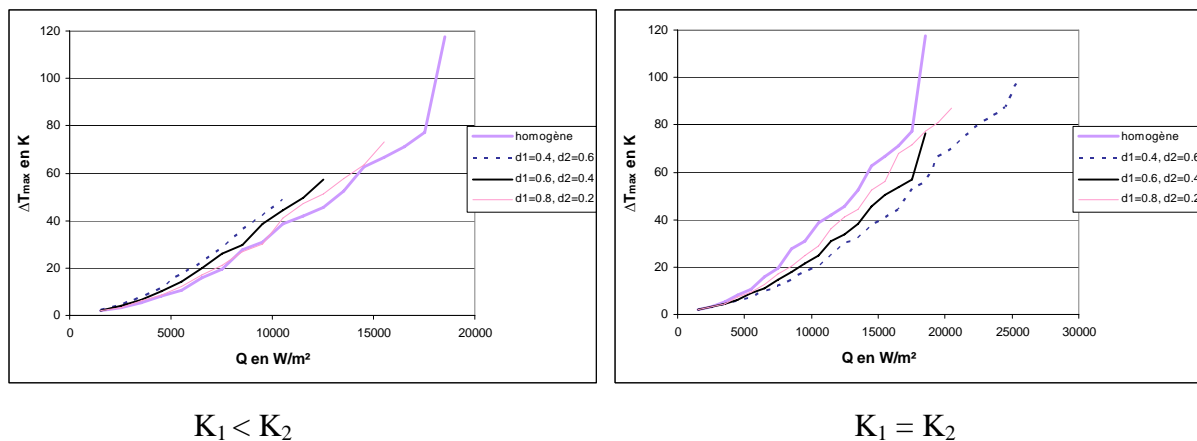


Figure VIII-3 : Evolution de la surchauffe du bâti métallique pour une mèche isolante

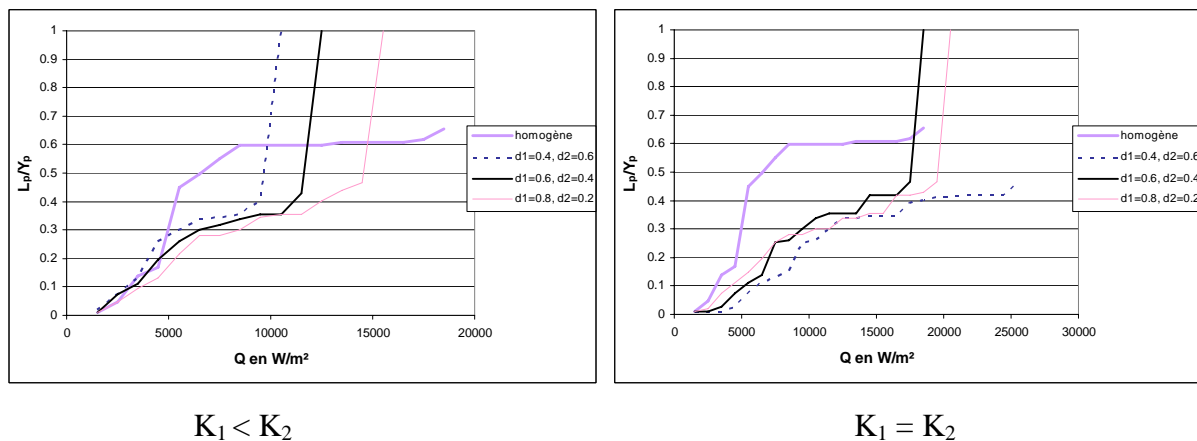
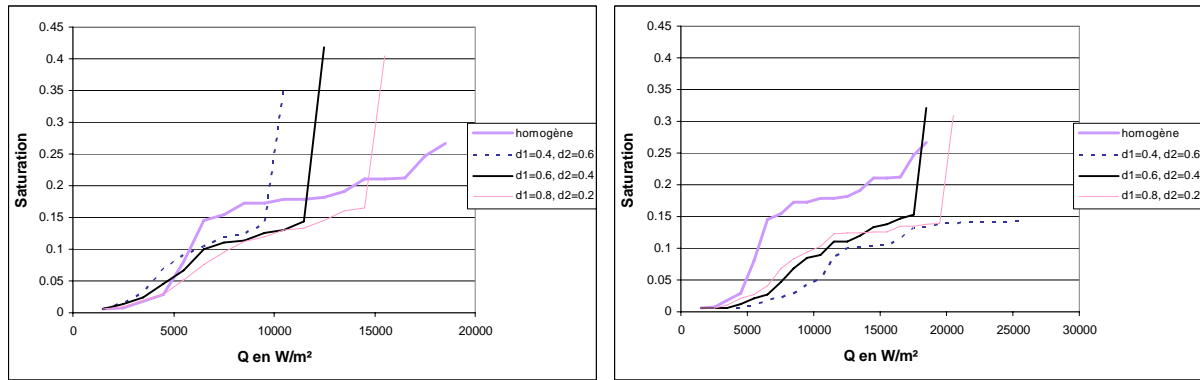


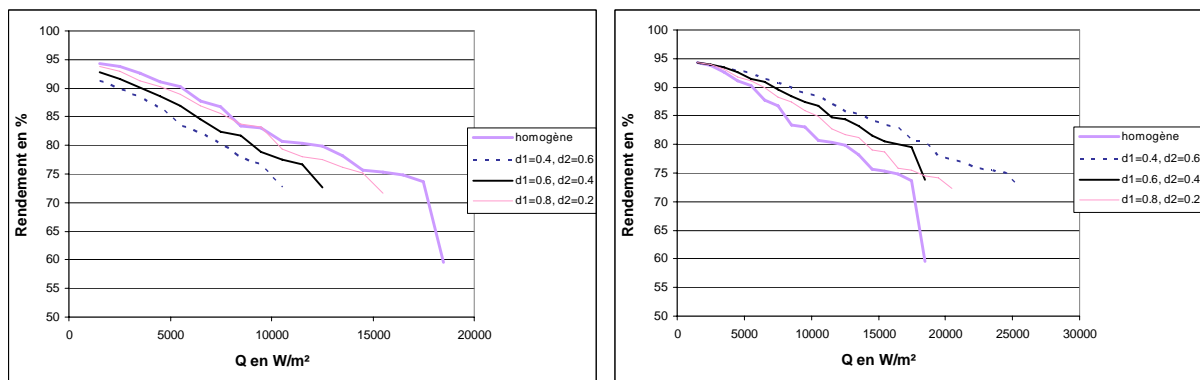
Figure VIII-4 : Evolution de la profondeur de la poche de vapeur pour une mèche isolante



$$K_1 < K_2$$

$$K_1 = K_2$$

Figure VIII-5 : Evolution de la saturation de la vapeur pour une mèche isolante



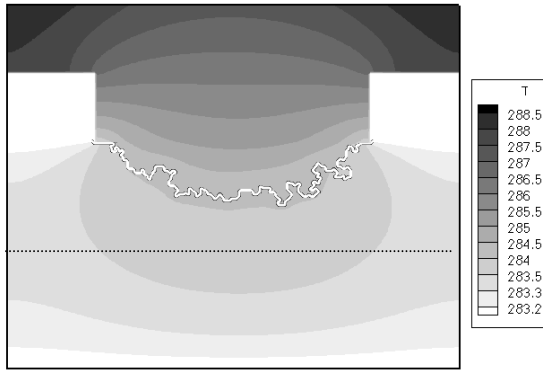
$$K_1 < K_2$$

$$K_1 = K_2$$

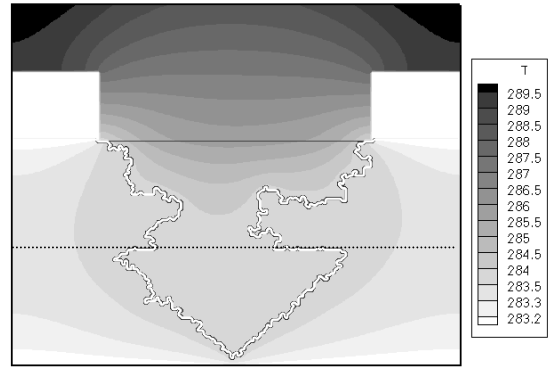
Figure VIII-6 : Evolution du rendement de l'évaporateur pour une mèche isolante

Mèche conductrice

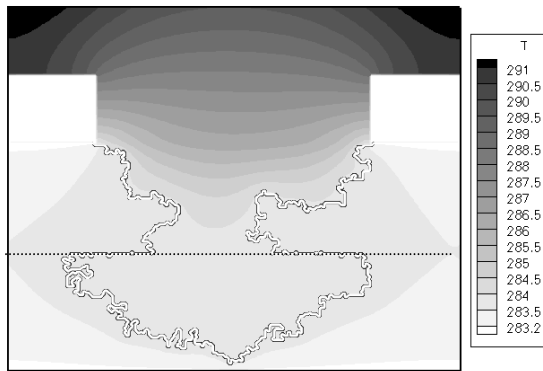
Comme dans le cas de la mèche isolante, on observe que la poche vapeur se développe préférentiellement dans la couche 2 dès qu'elle atteint cette dernière. Toutefois, contrairement au cas de la mèche isolante, ceci ne conduit pas à un désamorçage direct par percée de la vapeur mais par une saturation presque complète (85 %) de la mèche poreuse, ce qui entraîne une chute du rendement. Ceci est illustré sur les figures suivantes (Figures VIII-7, VIII-8, VIII-10 et VIII-11) montrant l'évolution de poche vapeur pour le cas $K_1 < K_2$ et le cas $K_1 = K_2$.



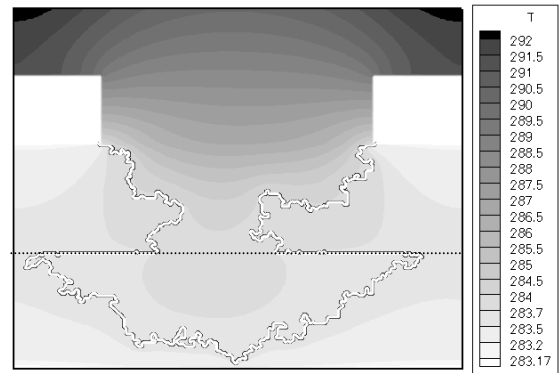
$Q = 13000 \text{ W/m}^2$



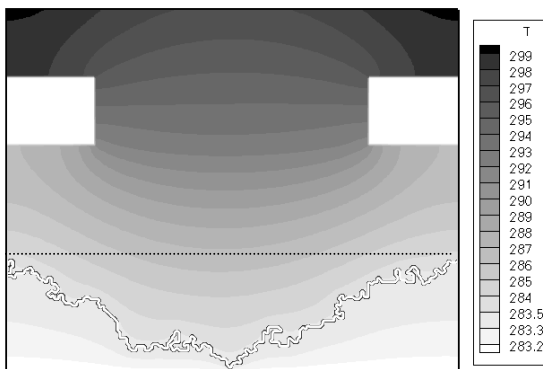
$Q = 17000 \text{ W/m}^2$



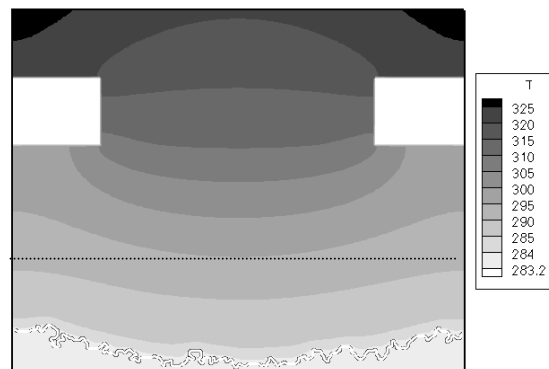
$Q = 21000 \text{ W/m}^2$



$Q = 23000 \text{ W/m}^2$

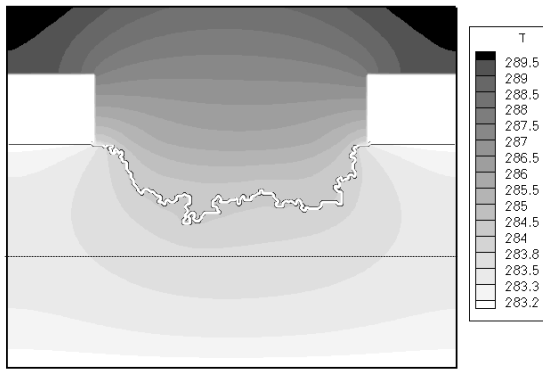


$Q = 25000 \text{ W/m}^2$

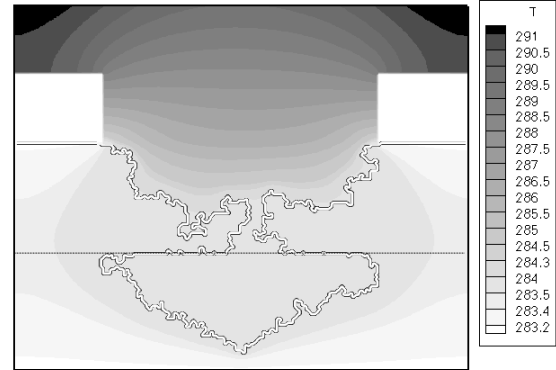


$Q = 61000 \text{ W/m}^2$

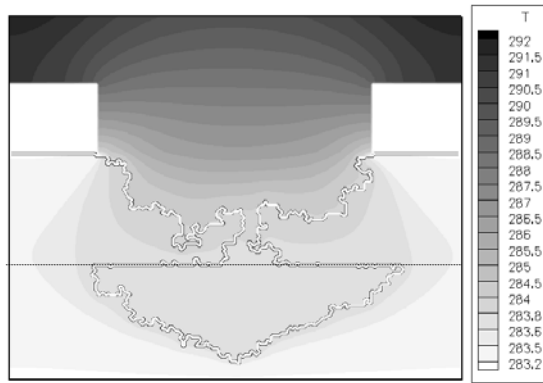
Figure VIII-7 : Evolution de la poche vapeur et du champ de température (en K) pour une mèche conductrice ($d_1 = 0.8$, $d_2 = 0.2$ et $K_1 < K_2$)



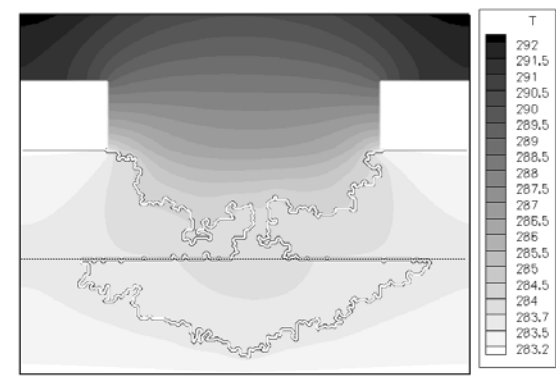
$$Q = 17000 \text{ W/m}^2$$



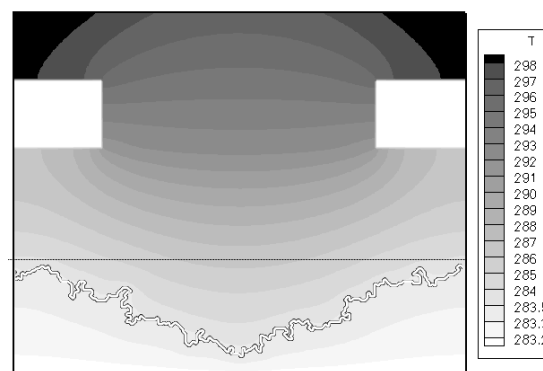
$$Q = 21000 \text{ W/m}^2$$



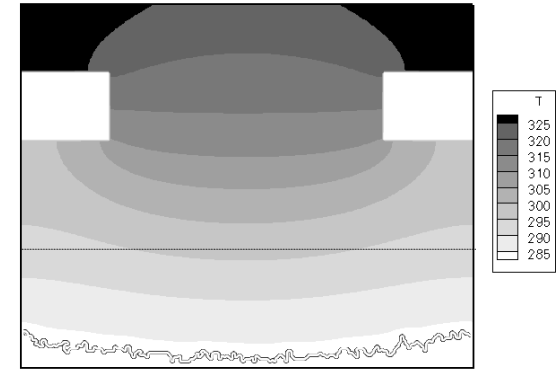
$$Q = 22000 \text{ W/m}^2$$



$$Q = 23000 \text{ W/m}^2$$



$$Q = 25000 \text{ W/m}^2$$



$$Q = 65000 \text{ W/m}^2$$

Figure VIII-8 : Evolution de la poche vapeur et du champ de température (en K) pour une mèche conductrice ($d_1 = 0.8$, $d_2 = 0.2$ et $K_1 = K_2$)

Ainsi lorsque l'on regarde l'évolution de la poche vapeur sur les images précédentes pour les deux cas, on observe que dès que la poche vapeur a atteint la deuxième couche, celle-ci envahit fortement et très profondément la deuxième couche mais sans désamorcer. Ensuite celle-ci ne fait que grossir dans la couche 2 ($Q = 17\,000\text{ W/m}^2$, $Q = 21\,000\text{ W/m}^2$, $Q = 23\,000\text{ W/m}^2$ pour la figure VIII-7, $Q = 21\,000\text{ W/m}^2$, $Q = 22\,000\text{ W/m}^2$, $Q = 23\,000\text{ W/m}^2$ pour la figure VIII-8), et n'évolue plus dans la couche 1. Cette poche n'évolue pratiquement que dans le sens de la largeur, donc dès que celle-ci a rejoint les deux bords latéraux toute la couche 1 se retrouve envahie car les amas de liquide se transforment en vapeur ($Q = 25\,000\text{ W/m}^2$ pour les deux cas).

Lorsque la poche a atteint la couche 2, on observe une première chute du rendement. A ce moment là, la poche est assez profonde mais la vapeur s'évacue mal car la poche de vapeur débouche très faiblement dans les cannelures. Dès que la poche grossit en augmentant le contact au niveau des cannelures, le rendement redevient meilleur car l'évacuation de la vapeur dans les cannelures se fait mieux (Figures VIII-12 et VIII-13).

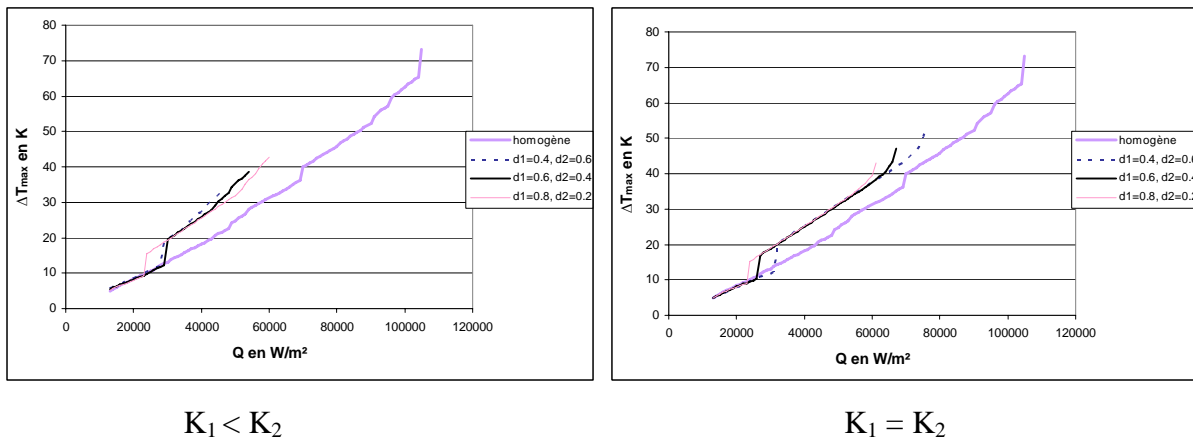


Figure VIII-9 : Evolution de la surchauffe du bâti métallique pour une mèche conductrice

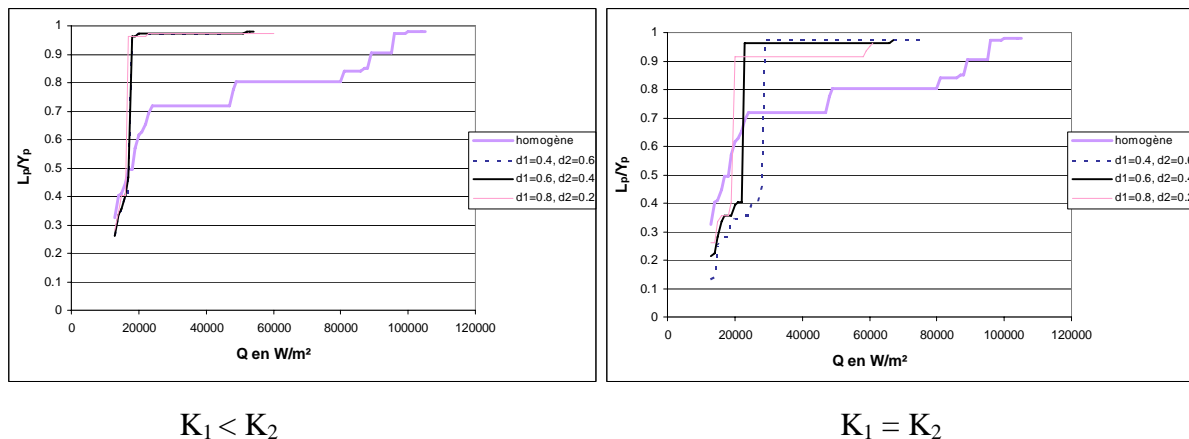
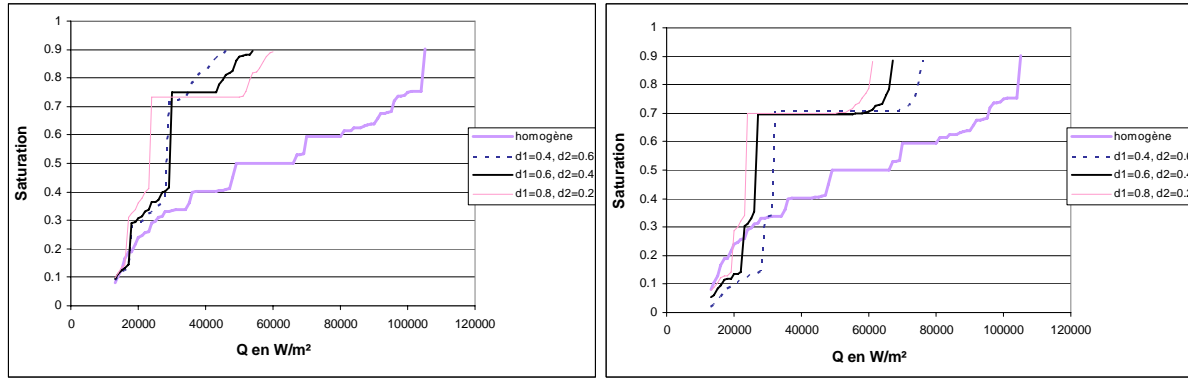


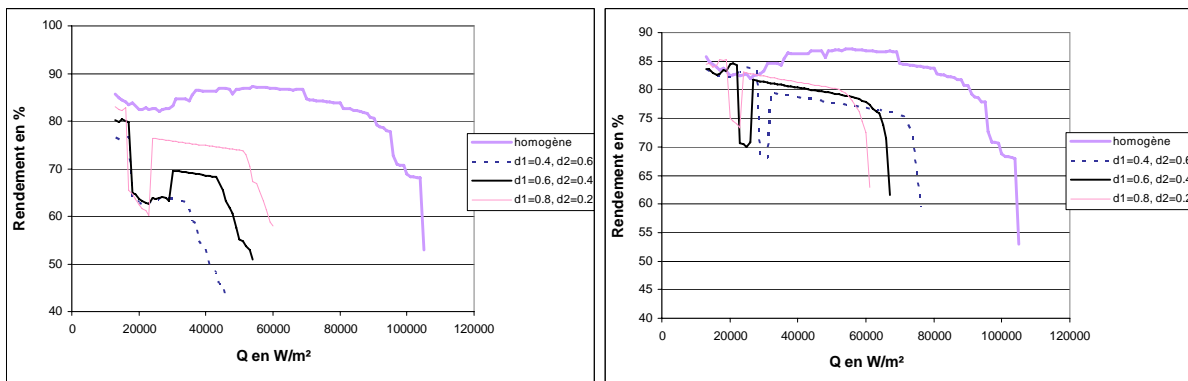
Figure VIII-10 : Evolution de la profondeur de la poche de vapeur pour une mèche conductrice



$$K_1 < K_2$$

$$K_1 = K_2$$

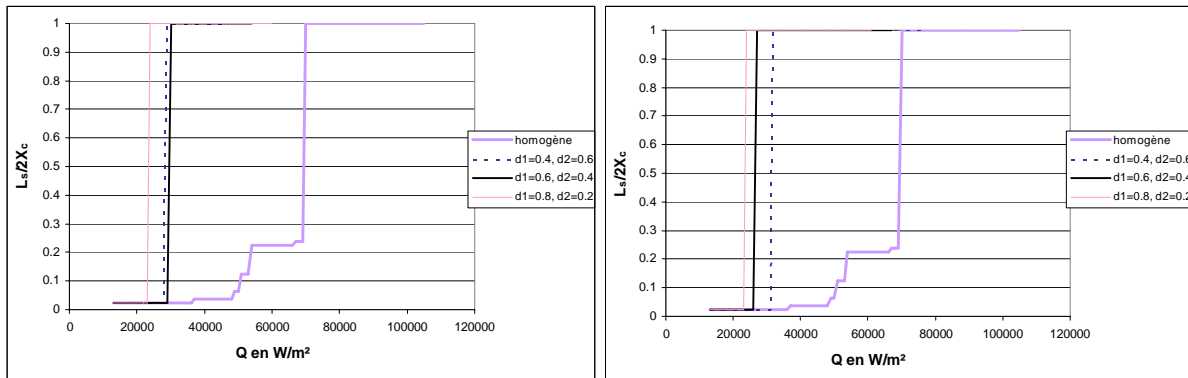
Figure VIII-11 : Evolution de la saturation de la poche vapeur pour une mèche conductrice



$$K_1 < K_2$$

$$K_1 = K_2$$

Figure VIII-12 : Evolution du rendement de l'évaporateur pour une mèche conductrice



$$K_1 < K_2$$

$$K_1 = K_2$$

Figure VIII-13 : Evolution du contact poche vapeur/cannelure pour une mèche conductrice

Comme dans le cas de la mèche isolante et pour les mêmes raisons (effet de la perméabilité), on observe que les performances sont meilleures lorsque $K_1=K_2$ (c'est-à-dire quand la perméabilité de la couche 1 est plus élevée). En revanche, on peut constater que la distribution homogène conduit à de meilleures performances que tous les cas bicouches.

VIII.1.1.2 Impact du recouvrement des distributions

Le tableau ci-dessous présente la répartition des rayons minimum et maximum des liaisons pour chacune des deux couches et leur paramètre correspondant avec $e=0.5$.

τ_r	$r_{\min 1}$ (μm)	$r_{\max 1}$ (μm)	$r_{\min 2}$ (μm)	$r_{\max 2}$ (μm)	d_1	d_2	K_1 en m^2	K_2 en m^2	K_1/K_2
0.4	1	4	2	6	0.6	0.8	$2.04 \cdot 10^{-14}$	$5.22 \cdot 10^{-14}$	0.4
0	1	4	4	6	0.6	0.4	$2.04 \cdot 10^{-14}$	$8.16 \cdot 10^{-14}$	0.25
0	1	4	5	6	0.6	0.2	$2.04 \cdot 10^{-14}$	$9.87 \cdot 10^{-14}$	0.2

On peut noter que le cas $d_1=0.6$, $d_2=0.2$ correspond à des distributions disjointes ($r_{\min 2} > r_{\max 1}$).

Globalement les performances sont moins bonnes que pour le milieu homogène et l'impact du recouvrement est cohérent avec ce résultat puisque les performances s'améliorent avec le taux de recouvrement.

Les plus mauvaises performances sont obtenues pour les cas où les distributions sont disjointes, la présence de liaisons de « grande » taille dans la couche 2 favorisant le désamorçage puisqu'elles représentent des barrières capillaires plus faciles à franchir.

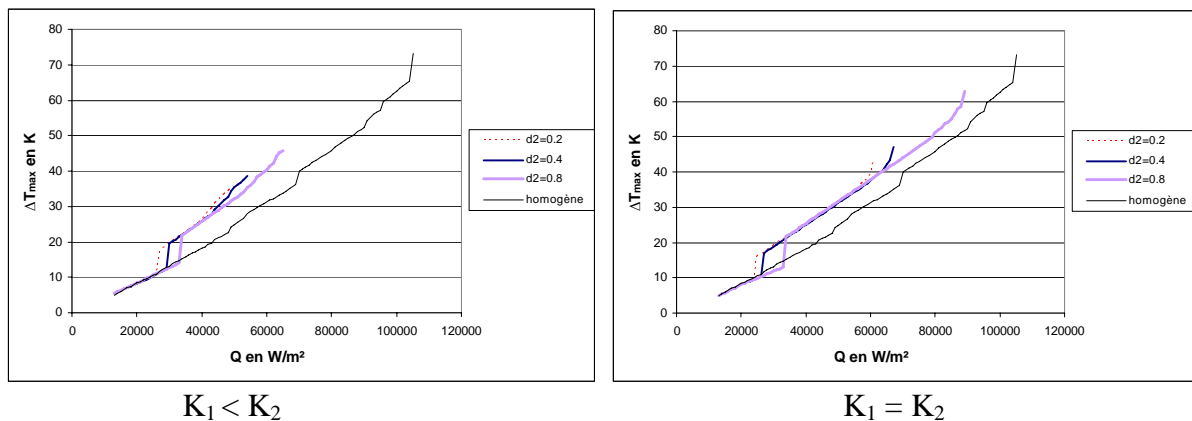


Figure VIII-14 : Evolution de la surchauffe du bâti métallique pour une mèche conductrice

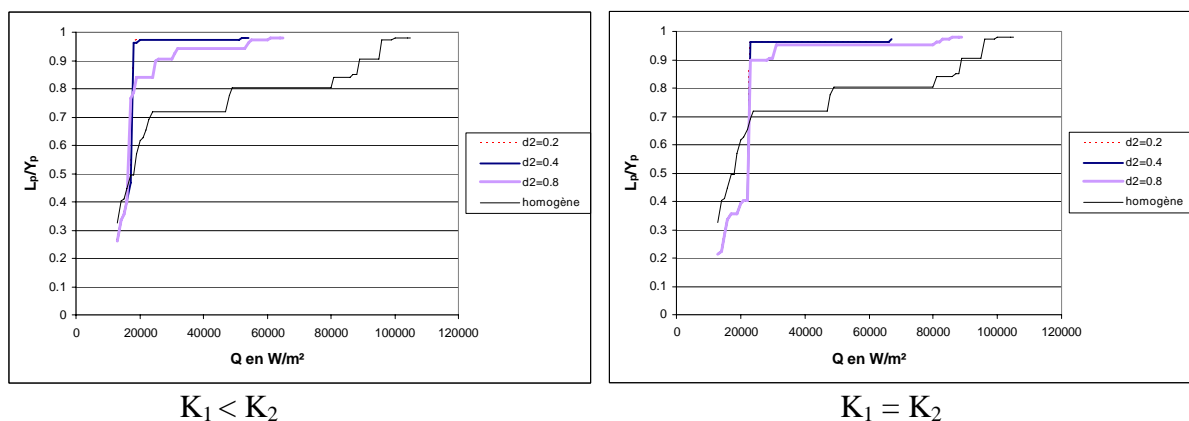
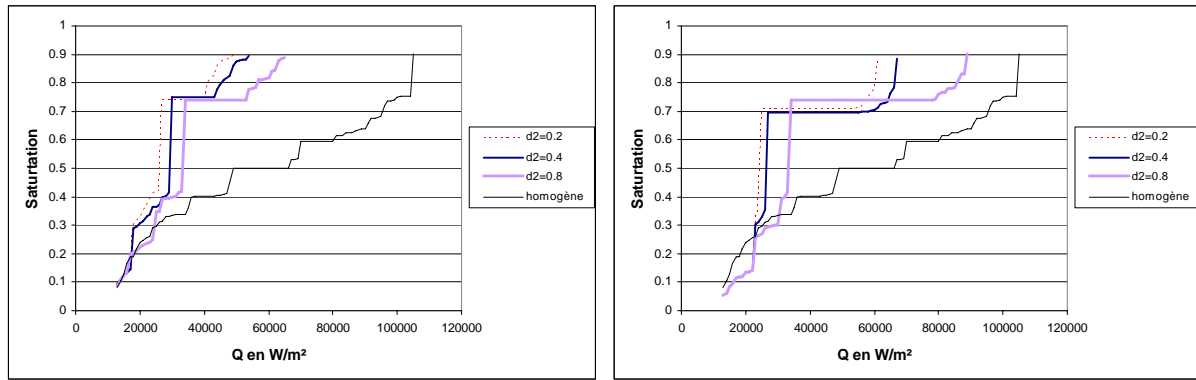


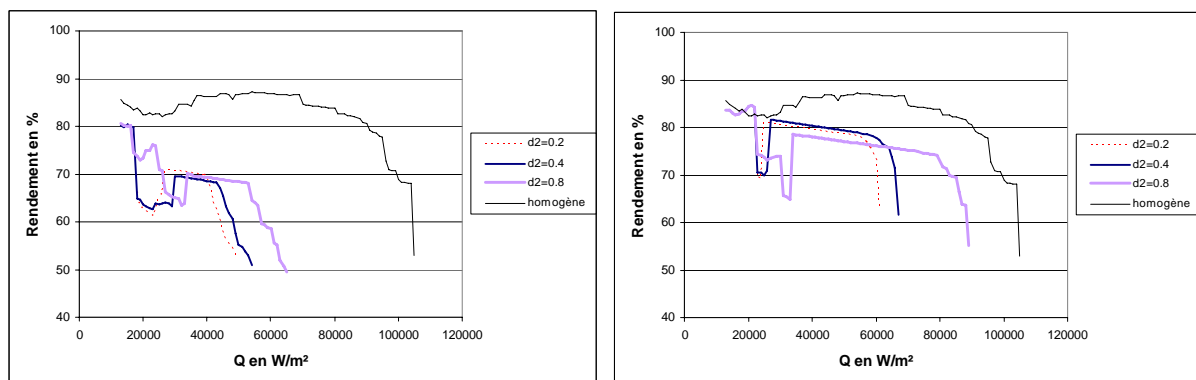
Figure VIII-15 : Evolution de la profondeur de la poche de vapeur pour une mèche conductrice



$$K_1 < K_2$$

$$K_1 = K_2$$

Figure VIII-16 : Evolution de la saturation de la vapeur dans la mèche pour une mèche conductrice



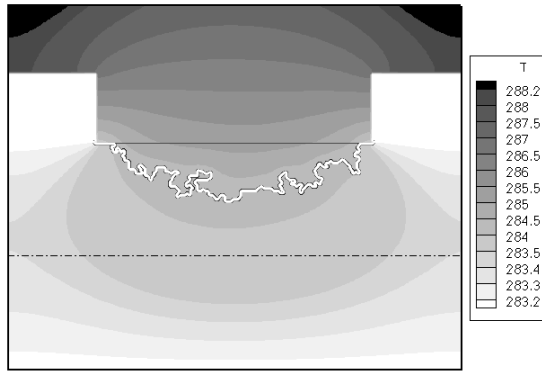
$$K_1 < K_2$$

$$K_1 = K_2$$

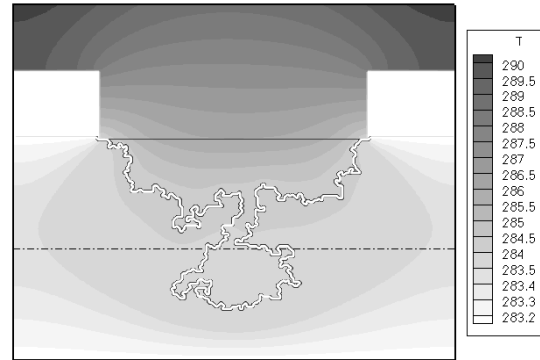
Figure VIII-17 : Evolution du rendement de l'évaporateur pour une mèche conductrice

Tout ceci est illustré sur les figures suivantes. Ainsi on constate que dès que la poche vapeur atteint la couche 2 elle envahit fortement cette deuxième couche. Lorsqu'il y a recouvrement entre les deux couches (ici $d_2=0.8$), cette poche vapeur continue à grossir dans la couche 1, contrairement au cas où il n'y a pas de recouvrement ($d_2=0.4$ et 0.2). Par contre elle envahit beaucoup moins de pores que dans la couche 2. Dans la couche 2, la poche évolue très fortement sur les côtés, c'est pour cette raison que la couche 1 finit par être entièrement saturée par la vapeur suivant le scénario déjà décrit dans la section précédente.

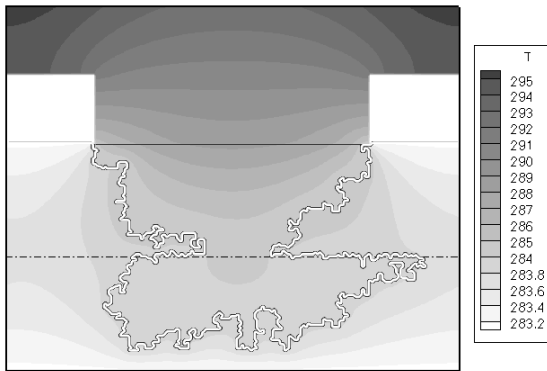
Comme auparavant et pour les mêmes raisons on observe que le rendement de l'évaporateur chute beaucoup plus rapidement lorsque la perméabilité des deux couches est différente.



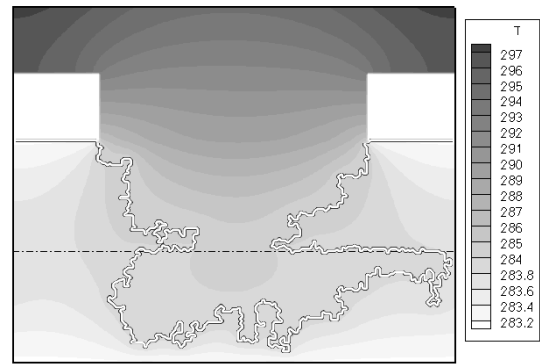
$$Q = 13\,000 \text{ W/m}^2$$



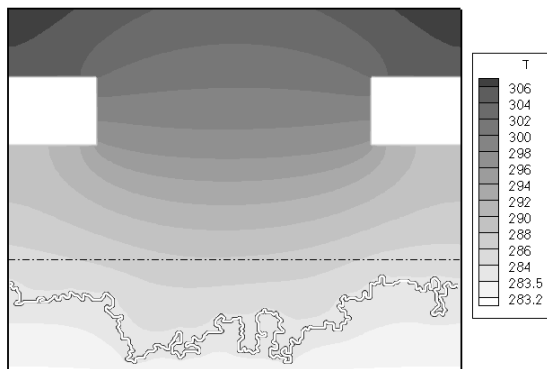
$$Q = 17\,000 \text{ W/m}^2$$



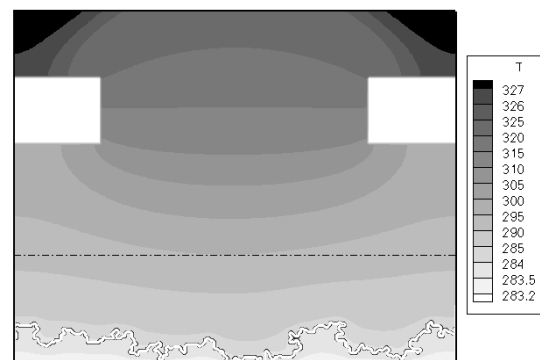
$$Q = 29\,000 \text{ W/m}^2$$



$$Q = 33\,000 \text{ W/m}^2$$

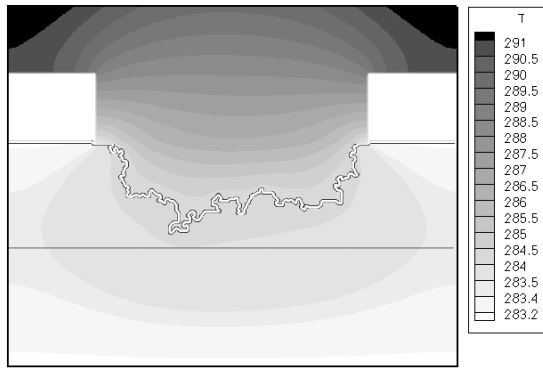


$$Q = 37\,000 \text{ W/m}^2$$

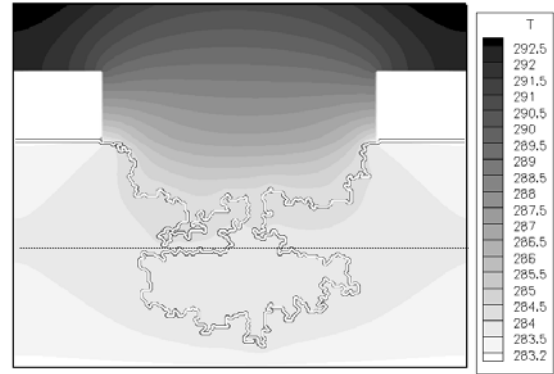


$$Q = 65\,000 \text{ W/m}^2$$

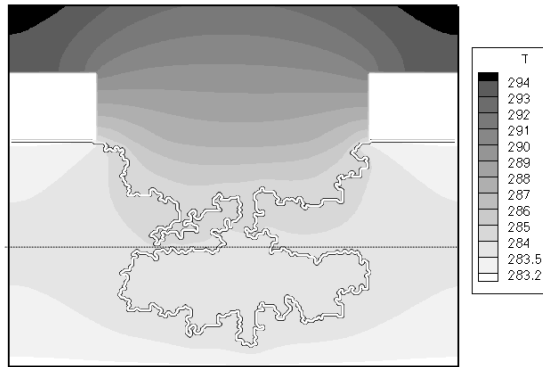
Figure VIII-18 : Evolution de la poche vapeur et du champ de température (en K) pour une mèche conductrice ($d_1=0.6$, $d_2=0.8$ et $K_1 < K_2$)



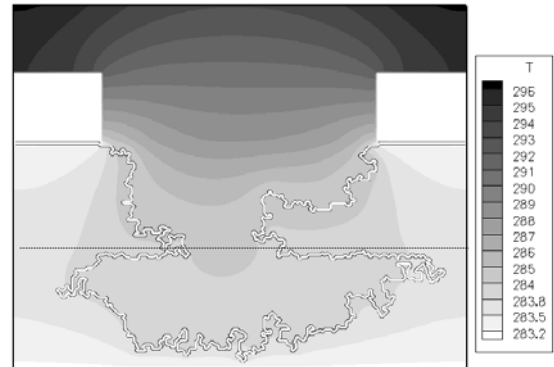
$$Q = 21\,000 \text{ W/m}^2$$



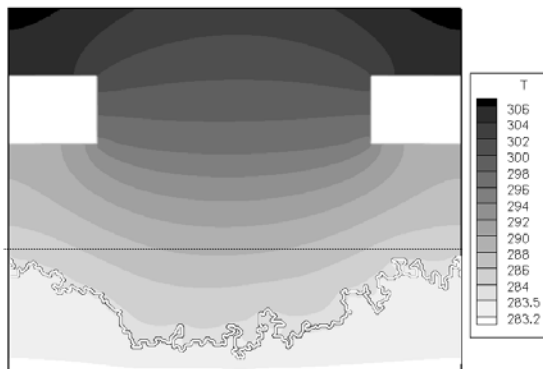
$$Q = 25\,000 \text{ W/m}^2$$



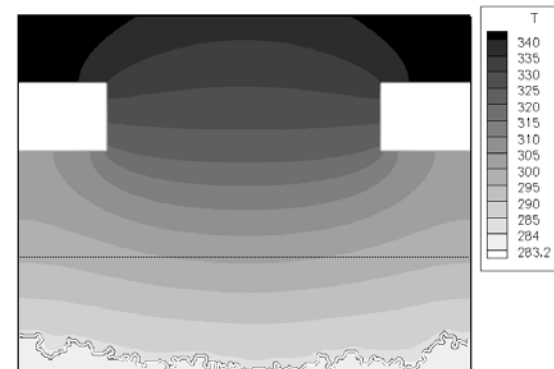
$$Q = 29\,000 \text{ W/m}^2$$



$$Q = 30\,000 \text{ W/m}^2$$



$$Q = 37\,000 \text{ W/m}^2$$



$$Q = 89\,000 \text{ W/m}^2$$

Figure VIII-19 : Evolution de la poche vapeur et du champ de température (en K) pour une mèche conductrice ($d_1=0.6$, $d_2=0.8$ et $K_1=K_2$)

VIII.1.1.3 Influence de l'épaisseur relative

Le tableau ci-dessous présente la répartition des rayons minimum et maximum des liaisons pour chacune des deux couches avec un recouvrement nul.

$r_{\min 1}$ (μm)	$r_{\max 1}$ (μm)	$r_{\min 2}$ (μm)	$r_{\max 2}$ (μm)	d_1	d_2	K_1 en m^2	K_2 en m^2	K_1/K_2
1	5	5	6	0.8	0.2	$2.93 \cdot 10^{-14}$	$9.87 \cdot 10^{-14}$	0.3

Quelque soit l'épaisseur on constate, que dès que la poche vapeur a atteint un pore de la deuxième couche, l'évaporateur désamorce très vite.

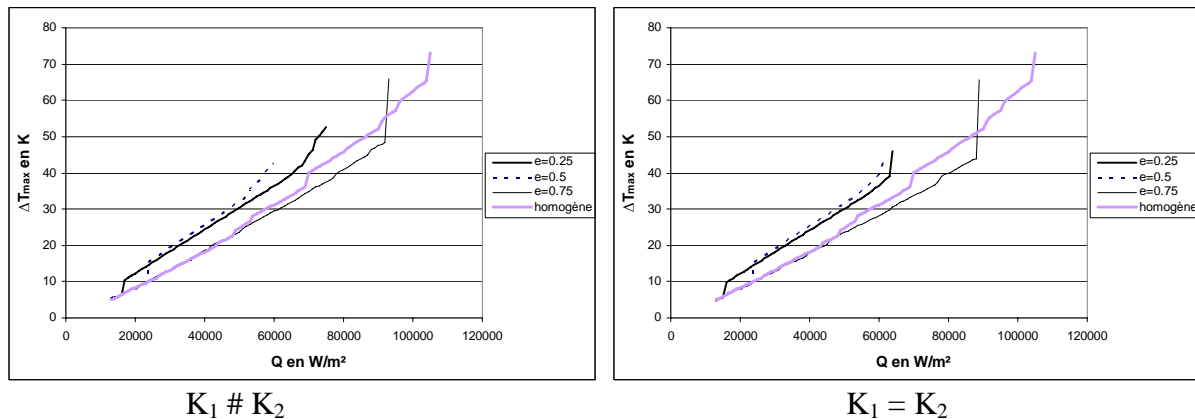


Figure VIII-20 : Evolution de la surchauffe du bâti métallique pour une mèche conductrice

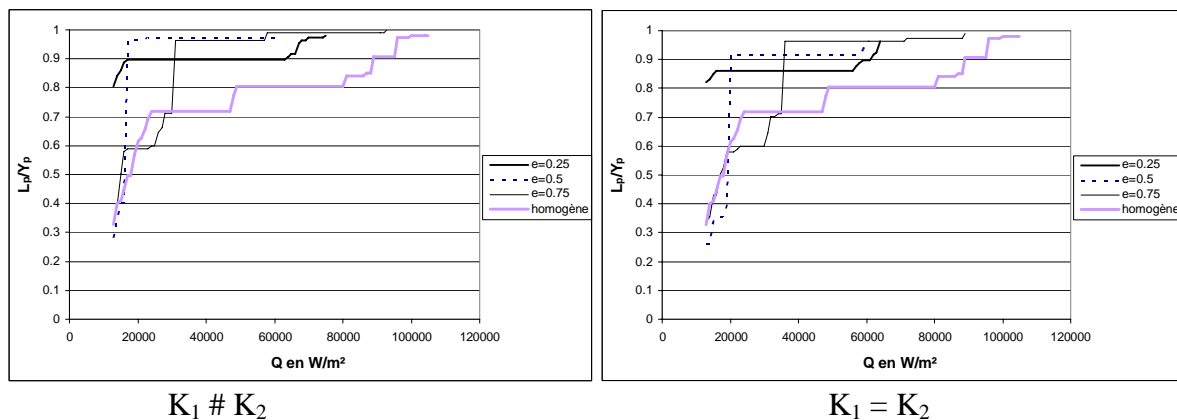


Figure VIII-21 : Evolution de la profondeur de la poche de vapeur pour une mèche conductrice

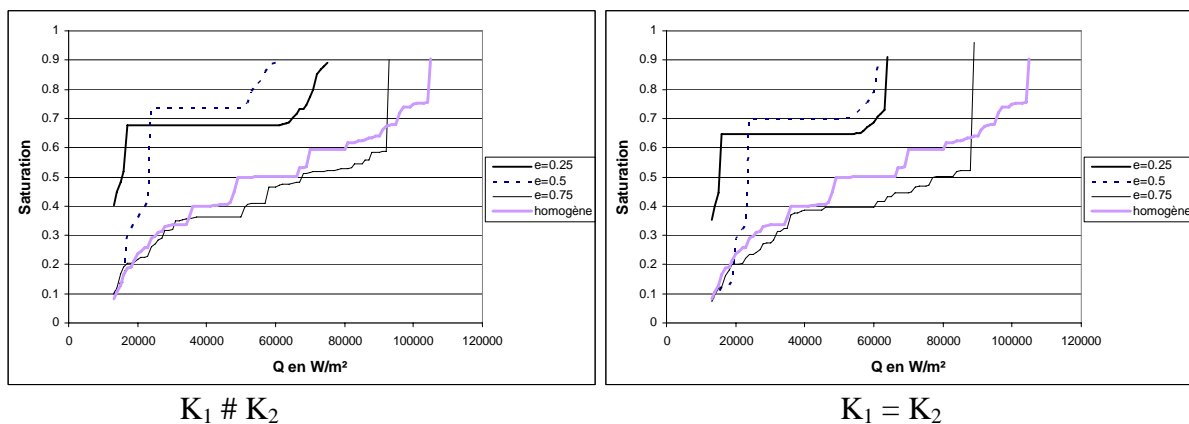


Figure VIII-22 : Evolution de la saturation de la poche vapeur pour une mèche conductrice

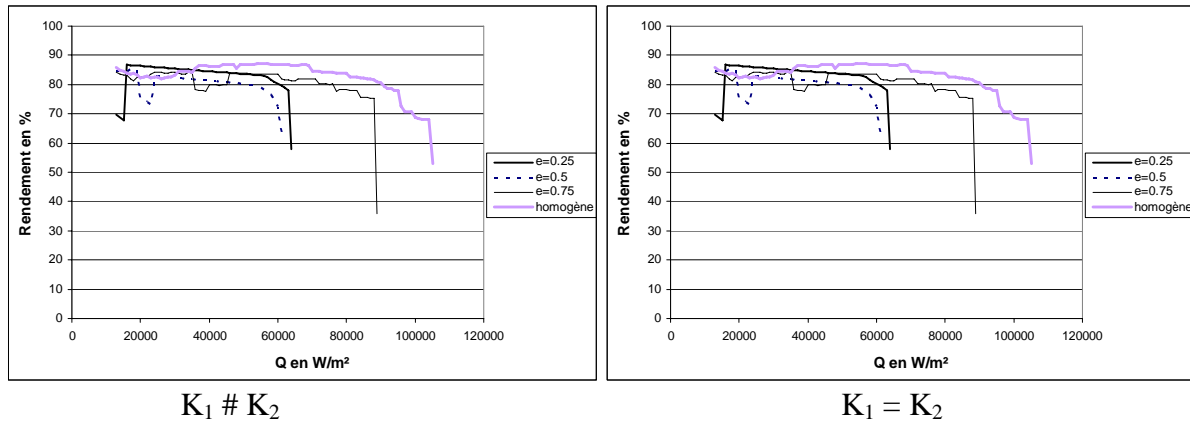


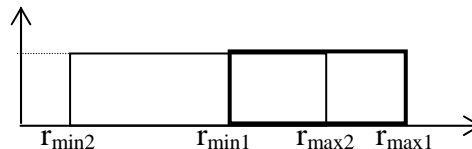
Figure VIII-23 : Evolution du rendement de l'évaporateur pour une mèche conductrice

Les résultats confirment que pour les conditions étudiées, il n'est pas avantageux de disposer une couche de liaisons de plus grande taille le long de l'alimentation en liquide. Il n'est ici pas surprenant de constater que les performances s'améliorent lorsque l'épaisseur relative de couche 1 augmente (ce qui ramène au cas homogène dans la limite $e \rightarrow 1$).

VIII.1.2 Couche 1 : grandes liaisons, couche 2 : petites liaisons

Dans ce cas les paramètres caractérisant les distributions s'expriment de la manière suivante :

$$\tau_r = \frac{r_{\max 1} - r_{\min 2}}{r_{\max 2} - r_{\min 1}}, \quad d_1 = \frac{r_{\max 1} - r_{\min 1}}{r_{\max 1} - r_{\min 2}} \quad \text{et} \quad d_2 = \frac{r_{\max 2} - r_{\min 2}}{r_{\max 1} - r_{\min 2}} \quad \text{toujours avec } r_{\max 1} - r_{\min 2} = 5 \mu\text{m}.$$



VIII.1.2.1 $e = 0.5$, et $\tau_r = 0$

L'épaisseur des deux couches est constante et égale à la moitié de la hauteur de la mèche. Nous regardons dans un premier temps le cas où le plus petit diamètre de la couche 1 est égal au plus grand diamètre des liaisons de la couche 2.

$r_{\min 1} (\mu\text{m})$	$r_{\max 1} (\mu\text{m})$	$r_{\min 2} (\mu\text{m})$	$r_{\max 2} (\mu\text{m})$	d_1	d_2	K_1 en m^2	K_2 en m^2	K_1/K_2
4	6	1	4	0.4	0.6	$8.16 \cdot 10^{-14}$	$2.04 \cdot 10^{-14}$	4
3	6	1	3	0.6	0.4	$6.61 \cdot 10^{-14}$	$1.30 \cdot 10^{-14}$	5.1
2	6	1	2	0.8	0.2	$5.22 \cdot 10^{-14}$	$7.34 \cdot 10^{-15}$	7.1

On constate alors que la profondeur de la poche vapeur atteint très vite la deuxième couche. Dès que cette deuxième couche est atteinte, si les diamètres des liaisons de la couche 2 sont vraiment très petits (par exemple $d_2=0.2$) alors la poche vapeur ne pénétrera pas dans la

couche 2 mais continuera à envahir la couche 1 jusqu'à que celle-ci soit saturée de vapeur. Dans le cas des perméabilités différentes, celle de la couche 1 étant plus grande par rapport à celle du cas $K_1=K_2$, la poche saturera plus lentement la première couche. Par contre dès qu'elle commencera à envahir la deuxième couche, celle-ci ayant une perméabilité assez petite, la poche saturera très rapidement la deuxième couche. Par contre dans le cas $K_1=K_2$ la vapeur commencera à envahir la couche 2 mais très difficilement car les liaisons de petits diamètres ont une limite capillaire très élevée qui limite l'extension de la poche.

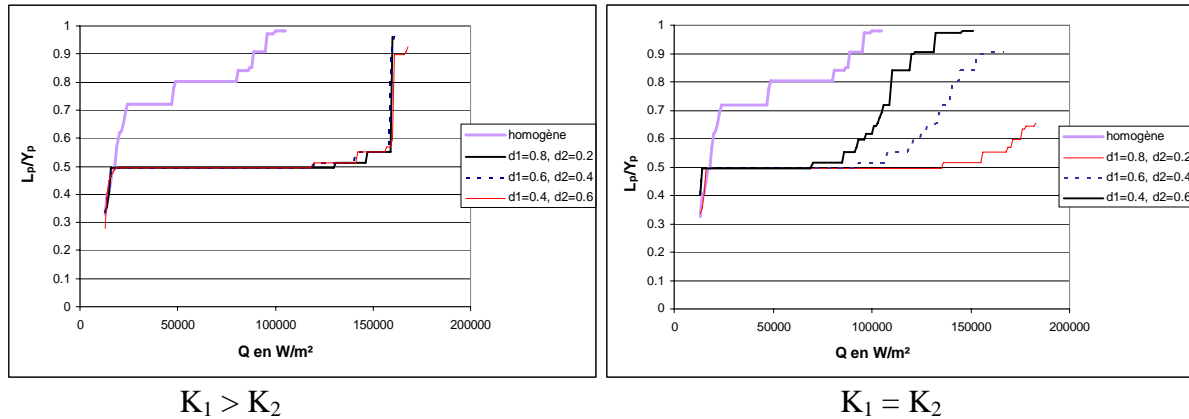


Figure VIII-24 : Evolution de la profondeur de la poche vapeur pour une mèche conductrice

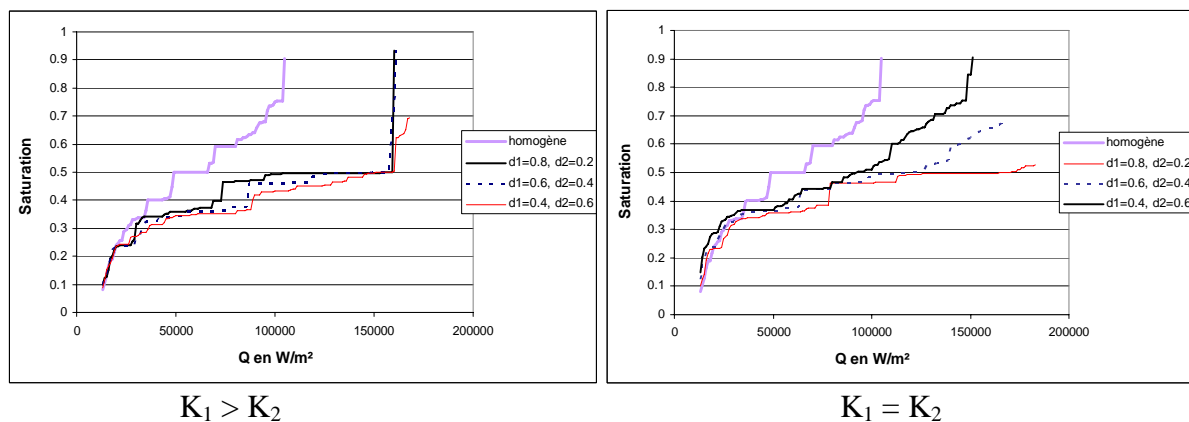


Figure VIII-25 : Evolution de la saturation de la vapeur pour une mèche conductrice

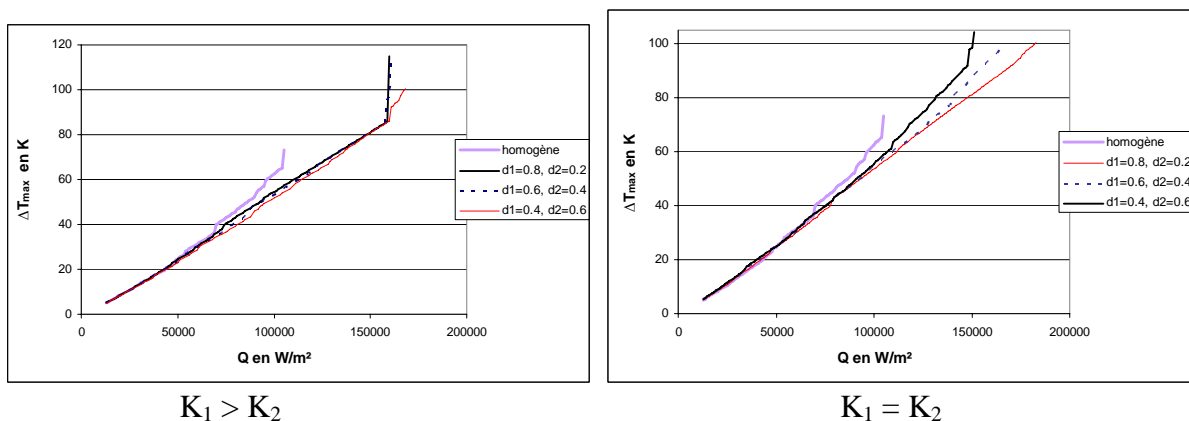


Figure VIII-26 : Evolution de la surchauffe du bâti métallique pour une mèche conductrice

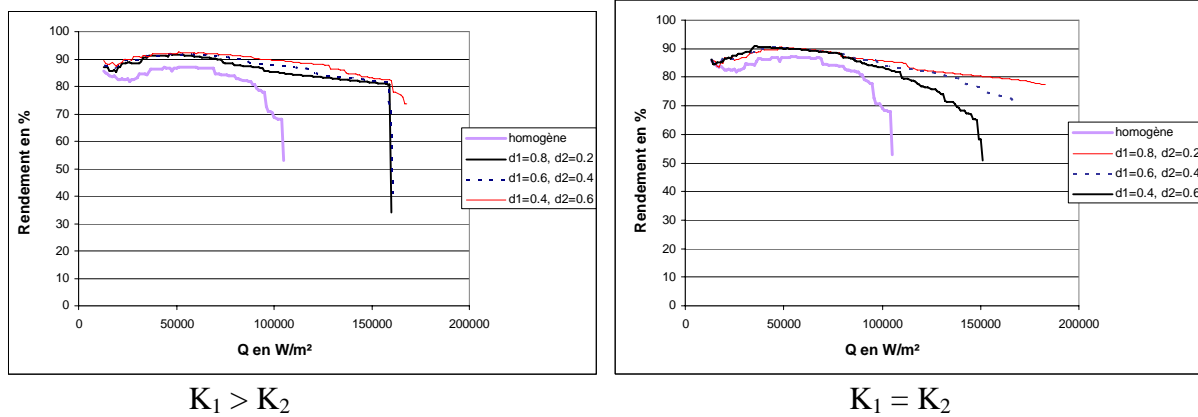


Figure VIII-27 : Evolution du rendement de l'évaporateur pour une mèche conductrice

Par contre si la deuxième couche contient des liaisons un peu plus grandes ($d_2=0.6, d_2=0.4$), il se passe pratiquement la même chose mais la poche vapeur arrive à envahir la couche 2 avant que la couche 1 ne soit complètement saturée par la vapeur

On constate, dans le cas où le désordre dans la couche 1 est grand et celui de la couche 2 est petit ($d_1=0.8, d_2=0.2$), que la surchauffe du bâti métallique est moindre car la vapeur a moins saturé le milieu poreux. Ainsi le rendement de l'évaporateur est meilleur dans ce cas et le flux de chaleur perdu par conduction à l'entrée de la mèche est plus faible. Ce cas est bien meilleur que le cas où la mèche est homogène.

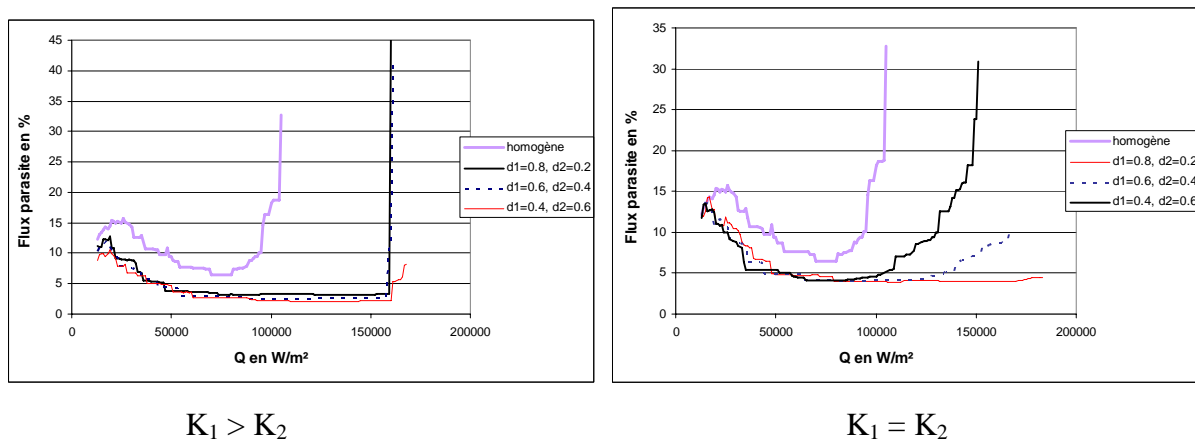
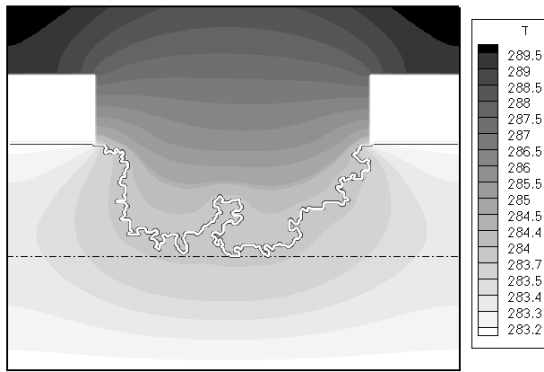
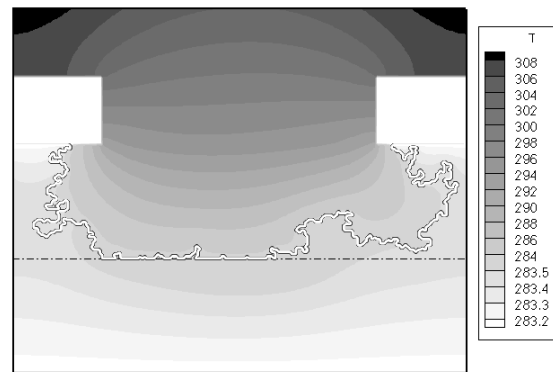


Figure VIII-28 : Evolution du flux perdu par conduction à l'entrée de la mèche pour une mèche conductrice

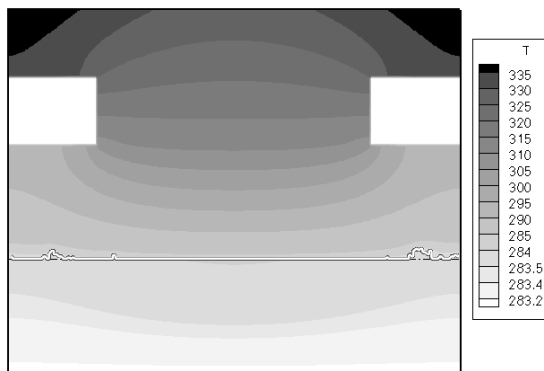
Ceci est illustré sur les figures suivantes montrant l'évolution de la forme de la poche vapeur pour les deux cas et pour différents flux de chaleur imposés.



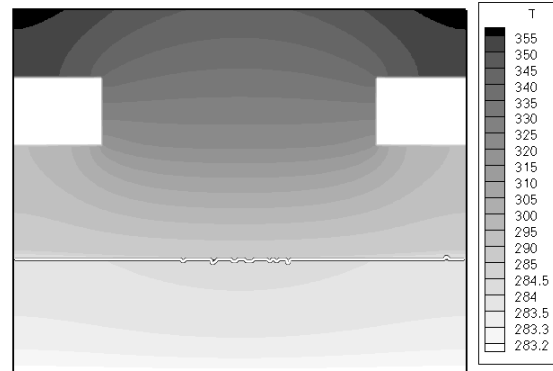
$Q = 17\,000\text{ W/m}^2$



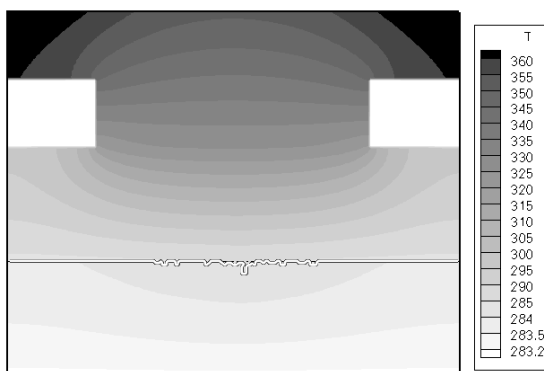
$Q = 53\,000\text{ W/m}^2$



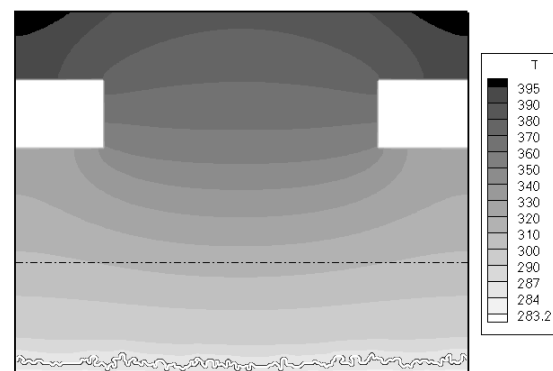
$Q = 101\,000\text{ W/m}^2$



$Q = 137\,000\text{ W/m}^2$

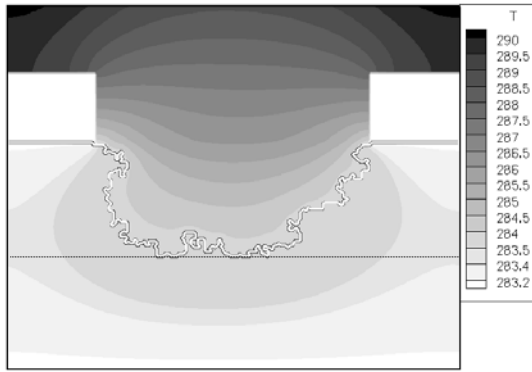


$Q = 153\,000\text{ W/m}^2$

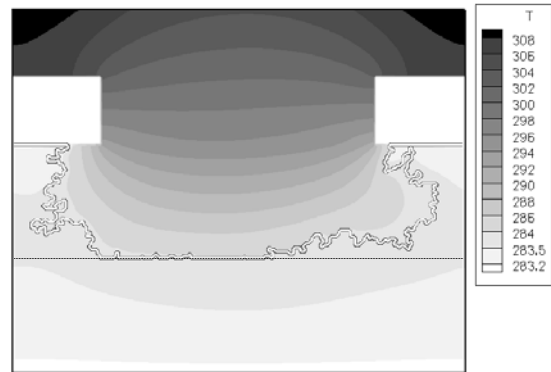


$Q = 160\,000\text{ W/m}^2$

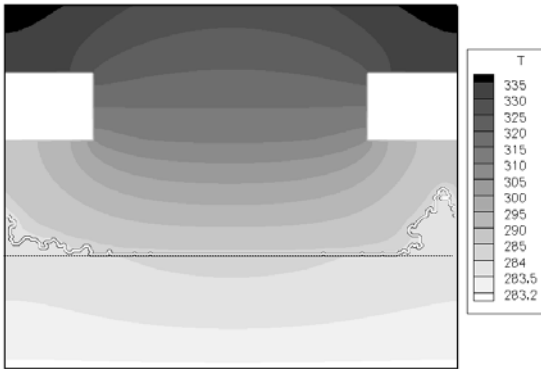
Figure VIII-29 : Evolution de la poche vapeur et du champ de température (en K) pour une mèche conductrice ($d_1=0.8$, $d_2=0.2$ et $K_1>K_2$)



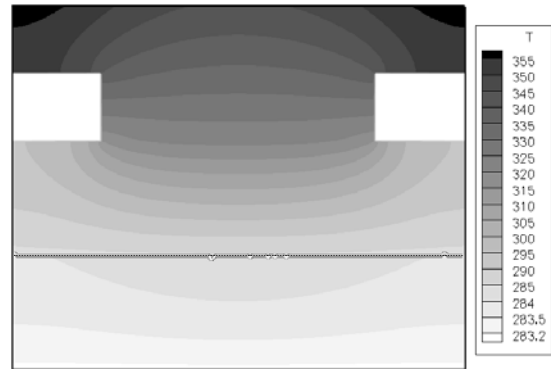
$$Q = 17\,000 \text{ W/m}^2$$



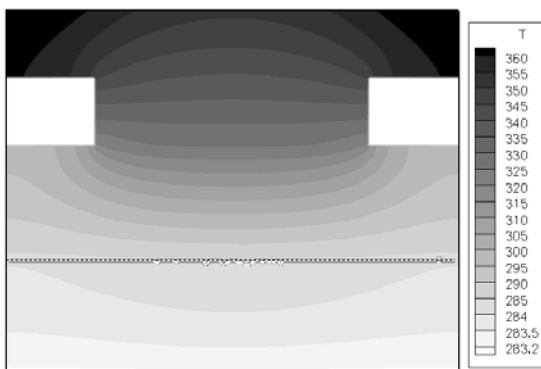
$$Q = 53\,000 \text{ W/m}^2$$



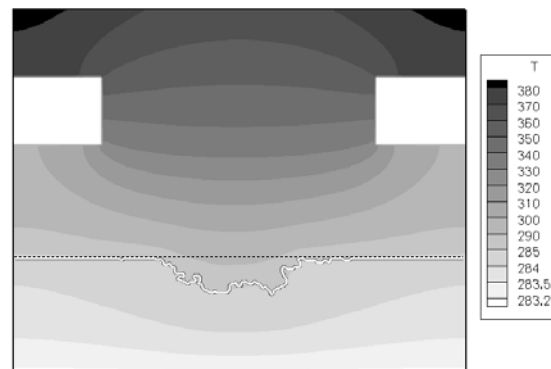
$$Q = 101\,000 \text{ W/m}^2$$



$$Q = 137\,000 \text{ W/m}^2$$



$$Q = 153\,000 \text{ W/m}^2$$



$$Q = 183\,000 \text{ W/m}^2$$

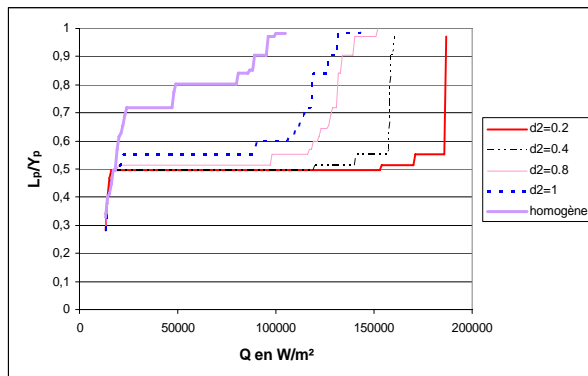
Figure VIII-30 : Evolution de la poche vapeur et du champ de température (en K) pour une mèche conductrice ($d_1=0.8$, $d_2=0.2$ et $K_1=K_2$)

VIII.1.2.2 Impact du recouvrement des distributions

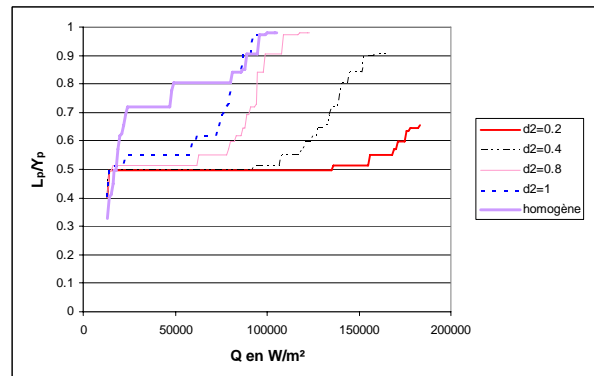
Nous regardons l'impact du recouvrement des diamètres de liaisons entre les deux couches. Nous étudions cinq cas avec $e=0.5$.

τ_r	$r_{\min 1}$ (μm)	$r_{\max 1}$ (μm)	$r_{\min 2}$ (μm)	$r_{\max 2}$ (μm)	d_1	d_2	K_1 en m^2	K_2 en m^2	K_1/K_2
0.	3	6	1	2	0.6	0.2	$6.61 \cdot 10^{-14}$	$7.34 \cdot 10^{-15}$	9
0	3	6	1	3	0.6	0.4	$6.61 \cdot 10^{-14}$	$1.30 \cdot 10^{-14}$	5.1
0.4	3	6	1	5	0.6	0.8	$6.61 \cdot 10^{-14}$	$2.93 \cdot 10^{-14}$	2.25
0.6	3	6	1	6	0.6	1	$6.61 \cdot 10^{-14}$	$4.00 \cdot 10^{-14}$	1.65

On s'impose un désordre pour la couche 1 et l'on fait varier le désordre de la deuxième couche (d_2 augmente). Lorsque d_2 augmente, dès que la vapeur atteint la deuxième couche celle-ci arrive plus facilement à l'envahir car elle contient des limites capillaires moins importantes dues aux grandes liaisons. Du coup la poche vapeur va grossir et va saturer de plus en plus la mèche poreuse, entraînant une surchauffe plus importante et un désamorçage plus rapide.

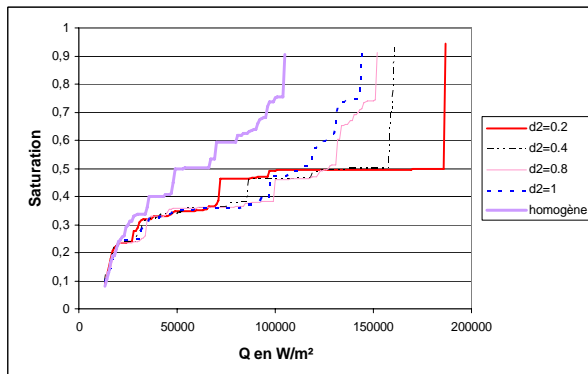


$$K_1 > K_2$$

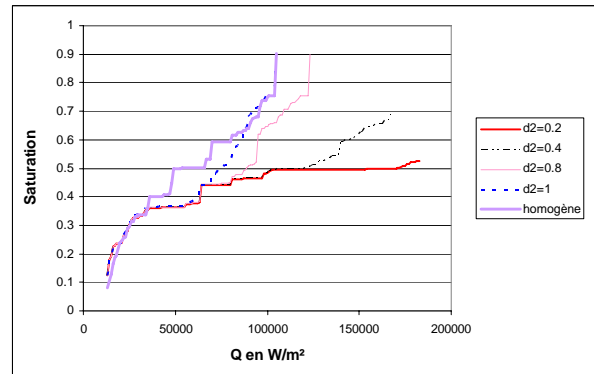


$$K_1 = K_2$$

Figure VIII-31 : Evolution de la profondeur de la poche vapeur pour une mèche conductrice

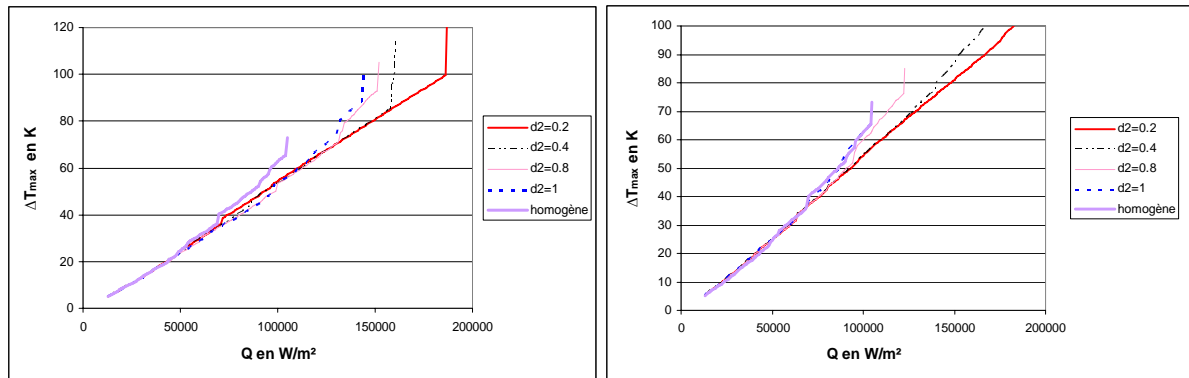


$$K_1 > K_2$$



$$K_1 = K_2$$

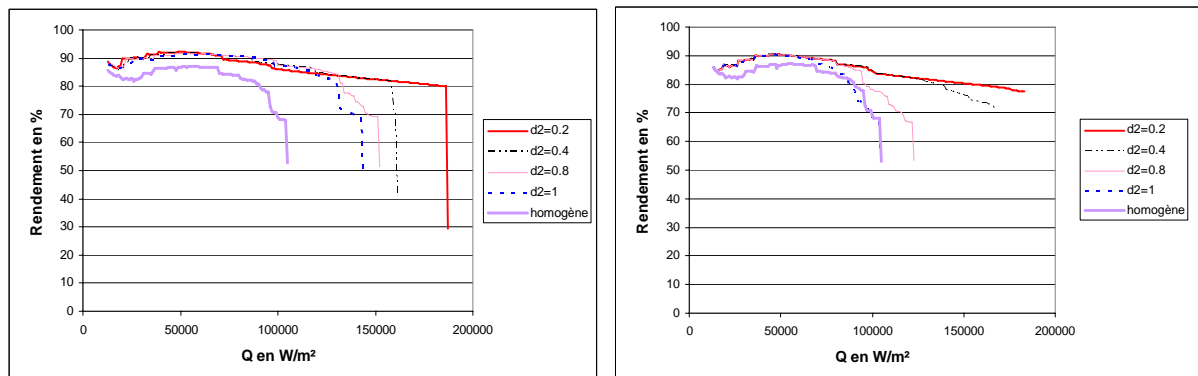
Figure VIII-32 : Evolution de la saturation de la vapeur pour une mèche conductrice



$$K_1 > K_2$$

$$K_1 = K_2$$

Figure VIII-33 : Evolution de la surchauffe du bâti métallique pour une mèche conductrice



$$K_1 > K_2$$

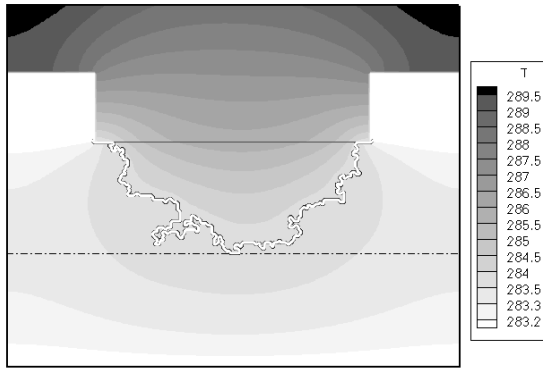
$$K_1 = K_2$$

Figure VIII-34 : Evolution du rendement de l'évaporateur pour une mèche conductrice

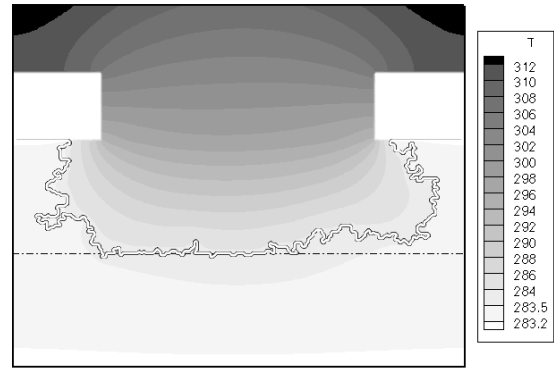
De façon cohérente, les performances sont donc d'autant moins bonnes que l'on se rapproche du cas homogène. (On rappelle qu'un taux de recouvrement de 1 correspond au cas homogène).

On peut encore également noter ici l'impact de la perméabilité avec des performances meilleures lorsque $K_1=K_2$. On peut constater que dans le cas où le recouvrement est nul et le contraste des tailles de liaison marquées ($d_2=0.2$) on peut changer de type de limite de fonctionnement (la limite de surchauffe est atteinte avant la limite de désamorçage (cf par exemple la figure VIII-33))

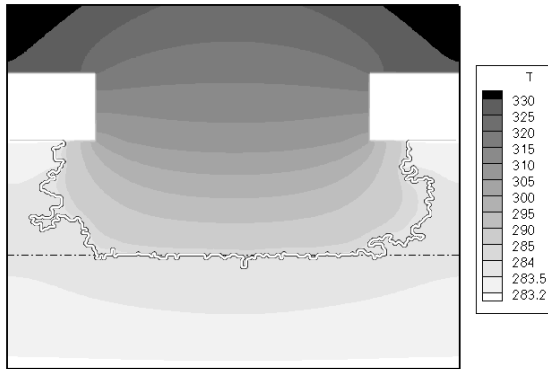
L'évolution de la forme de la poche vapeur pour les deux cas et pour différents flux de chaleur imposés est illustrée sur les figures suivantes.



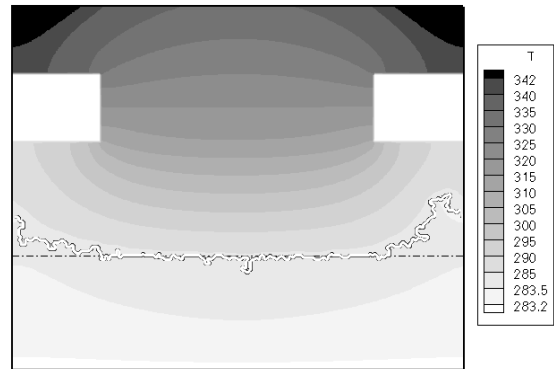
$Q = 17\,000\text{ W/m}^2$



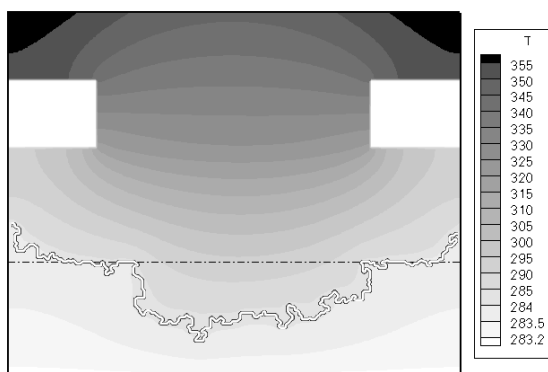
$Q = 61\,000\text{ W/m}^2$



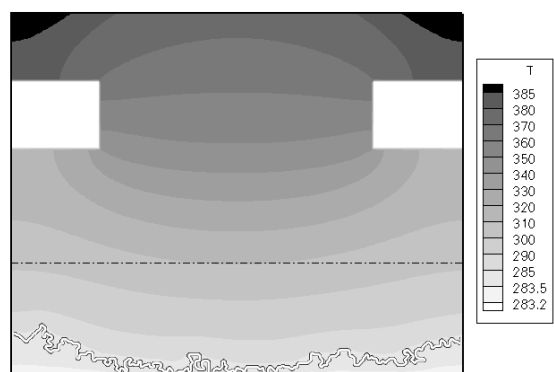
$Q = 99\,000\text{ W/m}^2$



$Q = 117\,000\text{ W/m}^2$

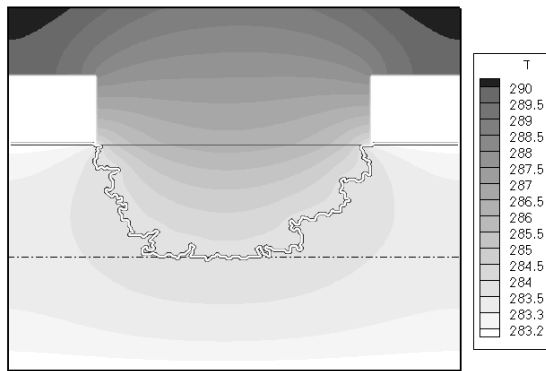


$Q = 133\,000\text{ W/m}^2$

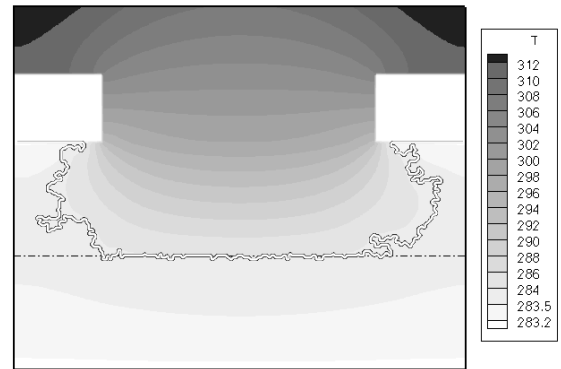


$Q = 152\,000\text{ W/m}^2$

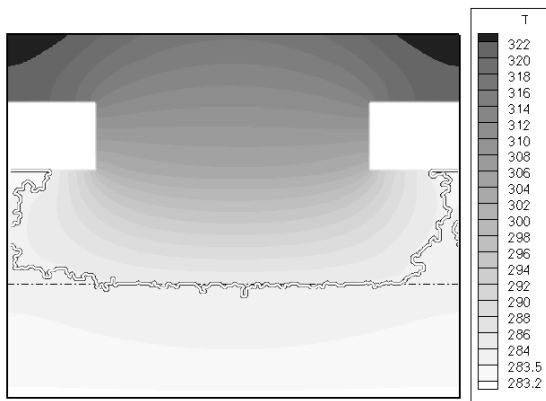
Figure VIII-35 : Evolution de la poche vapeur et du champ de température (en K) pour une mèche conductrice ($d_2=0.8$ et $K_1>K_2$)



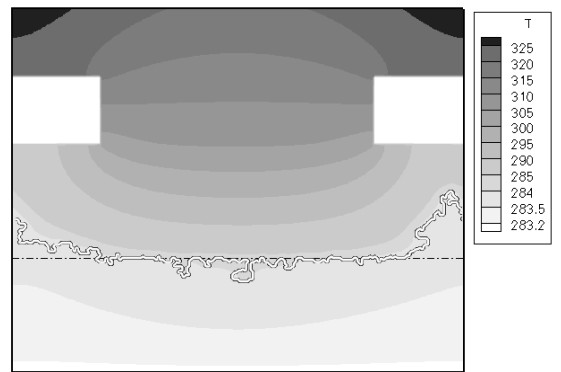
$$Q = 17\,000 \text{ W/m}^2$$



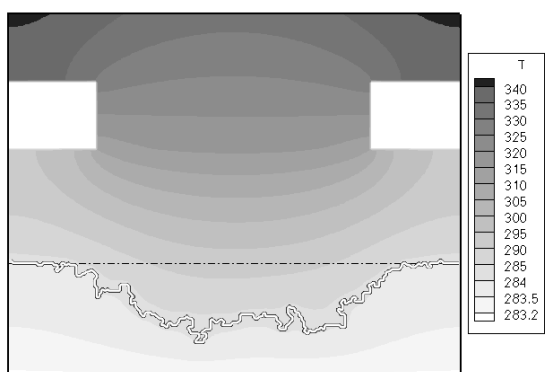
$$Q = 61\,000 \text{ W/m}^2$$



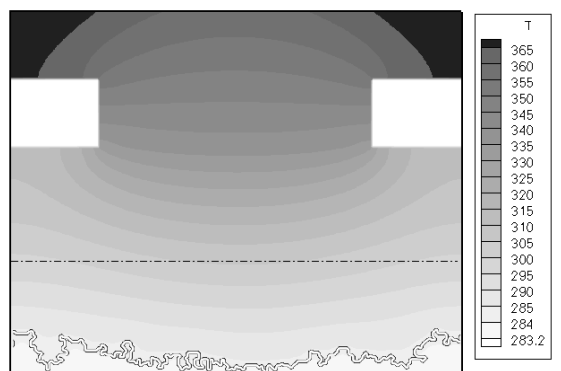
$$Q = 77\,000 \text{ W/m}^2$$



$$Q = 81\,000 \text{ W/m}^2$$



$$Q = 97\,000 \text{ W/m}^2$$



$$Q = 125\,000 \text{ W/m}^2$$

Figure VIII-36 : Evolution de la poche vapeur et du champ de température (en K) pour une mèche conductrice ($d_2=0.8$ et $K_1=K_2$)

VIII.1.2.3 Influence de l'épaisseur relative

Pour le cas suivant (sans recouvrement) :

$r_{\min 1} (\mu\text{m})$	$r_{\max 1} (\mu\text{m})$	$r_{\min 2} (\mu\text{m})$	$r_{\max 2} (\mu\text{m})$	d_1	d_2	$K_1 \text{ en m}^2$	$K_2 \text{ en m}^2$	K_1 / K_2
2	6	1	2	0.8	0.2	$5.22 \cdot 10^{-14}$	$7.34 \cdot 10^{-15}$	7.1

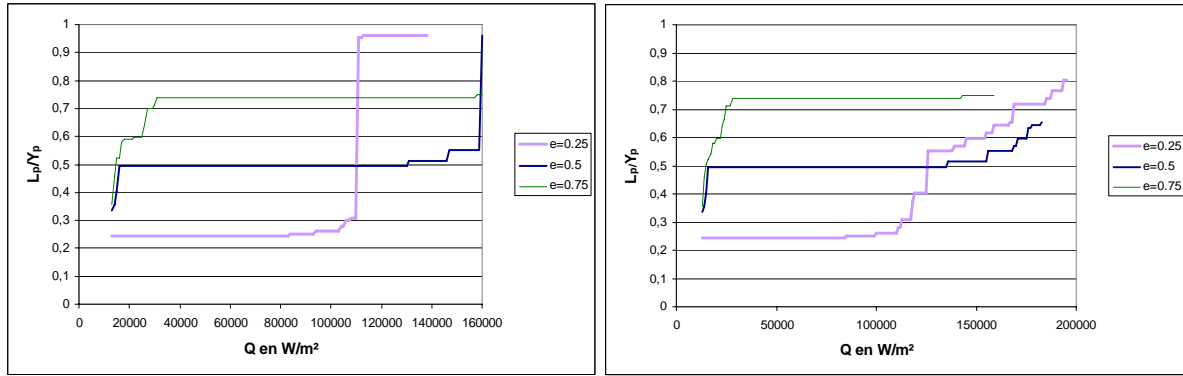
nous faisons varier l'épaisseur de la couche 1 et donc de la couche 2.

Lorsque la couche 1 fait les $\frac{3}{4}$ de la mèche, la vapeur ne fait qu'envahir les pores de la première couche et la sature entièrement bien qu'elle ait atteint la deuxième. Du coup la saturation devient plus élevée que dans les deux autres cas d'où une surchauffe du bâti métallique plus élevée.

Lorsque l'épaisseur de la couche 1 diminue, la vapeur va saturer complètement cette couche ($e=0.5$) puis va envahir petit à petit et très difficilement la couche 2 lorsque $K_1=K_2$. C'est pour cette raison que la saturation et la surchauffe du bâti métallique sont plus faibles. Lorsque la perméabilité dépend du diamètre des liaisons, à partir d'un certain envahissement dans la deuxième couche (correspondant à $Q = 160\,000 \text{ W/m}^2$), la poche ne va faire que croître car la perméabilité de la couche 2 est petite. Ceci va donc entraîner un désamorçage rapide de l'évaporateur.

Lorsque l'épaisseur est plus faible ($e=0.25$), la vapeur ne sature pas complètement la première couche et grossit très faiblement. La pression dans la vapeur augmente plus fortement et ainsi la limite capillaire des petites liaisons est atteinte plus rapidement. D'où un début d'envahissement des pores de la deuxième couche avant que la première ne soit complètement saturée. Pour le cas où les perméabilités sont les mêmes, la poche vapeur grossit faiblement, la saturation reste inférieure à celle des deux autres cas et le rendement est meilleur. Dans le cas où les perméabilités sont différentes, au départ la poche vapeur s'agrandit aussi tout doucement et ensuite on observe le même comportement que pour $e=0.5$ (à $Q = 110\,000 \text{ W/m}^2$ envahissement brutal de la vapeur).

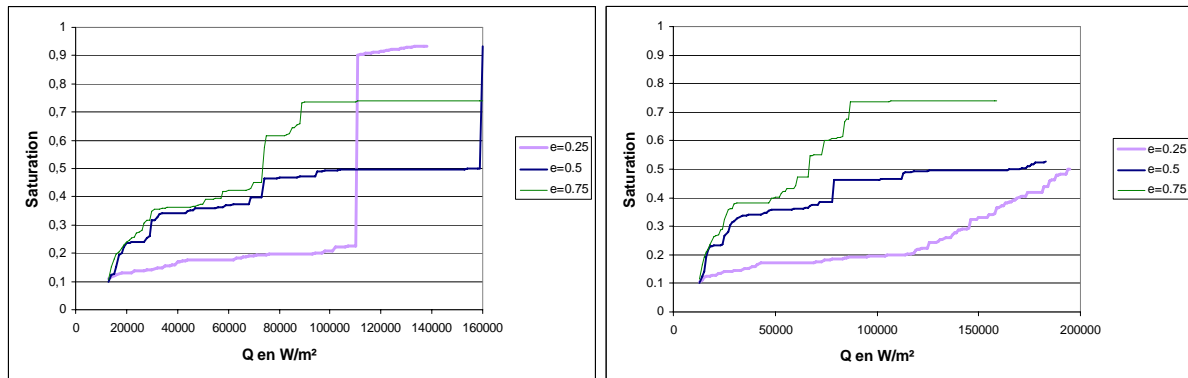
Les surchauffes sont moins importantes lorsque l'épaisseur de la première couche est faible sauf dans le cas où les perméabilités sont différentes lorsque la vapeur a envahi très fortement la deuxième couche.



$$K_1 > K_2$$

$$K_1 = K_2$$

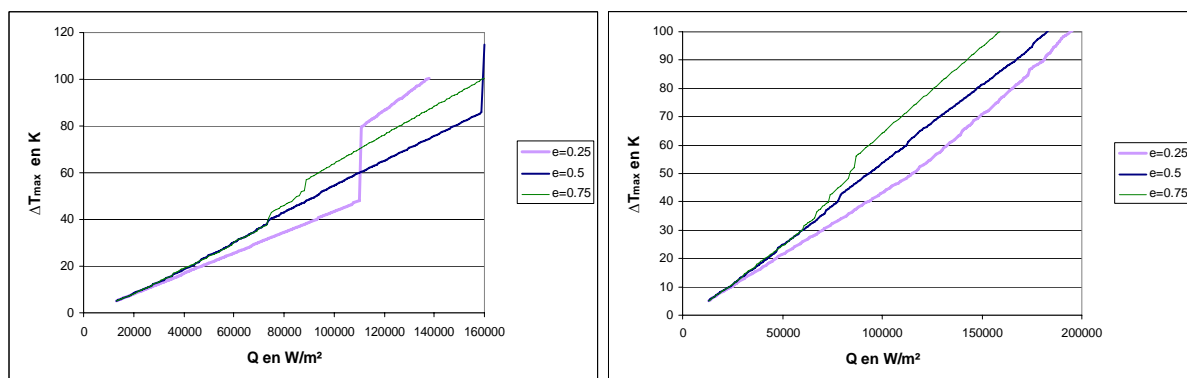
Figure VIII-37 : Evolution de la profondeur de la poche vapeur pour une mèche conductrice



$$K_1 > K_2$$

$$K_1 = K_2$$

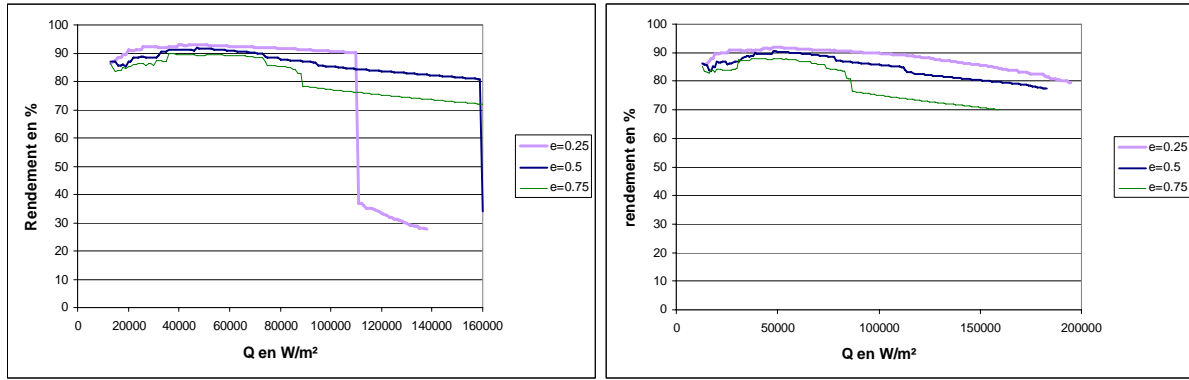
Figure VIII-38 : Evolution de la saturation de la vapeur pour une mèche conductrice



$$K_1 > K_2$$

$$K_1 = K_2$$

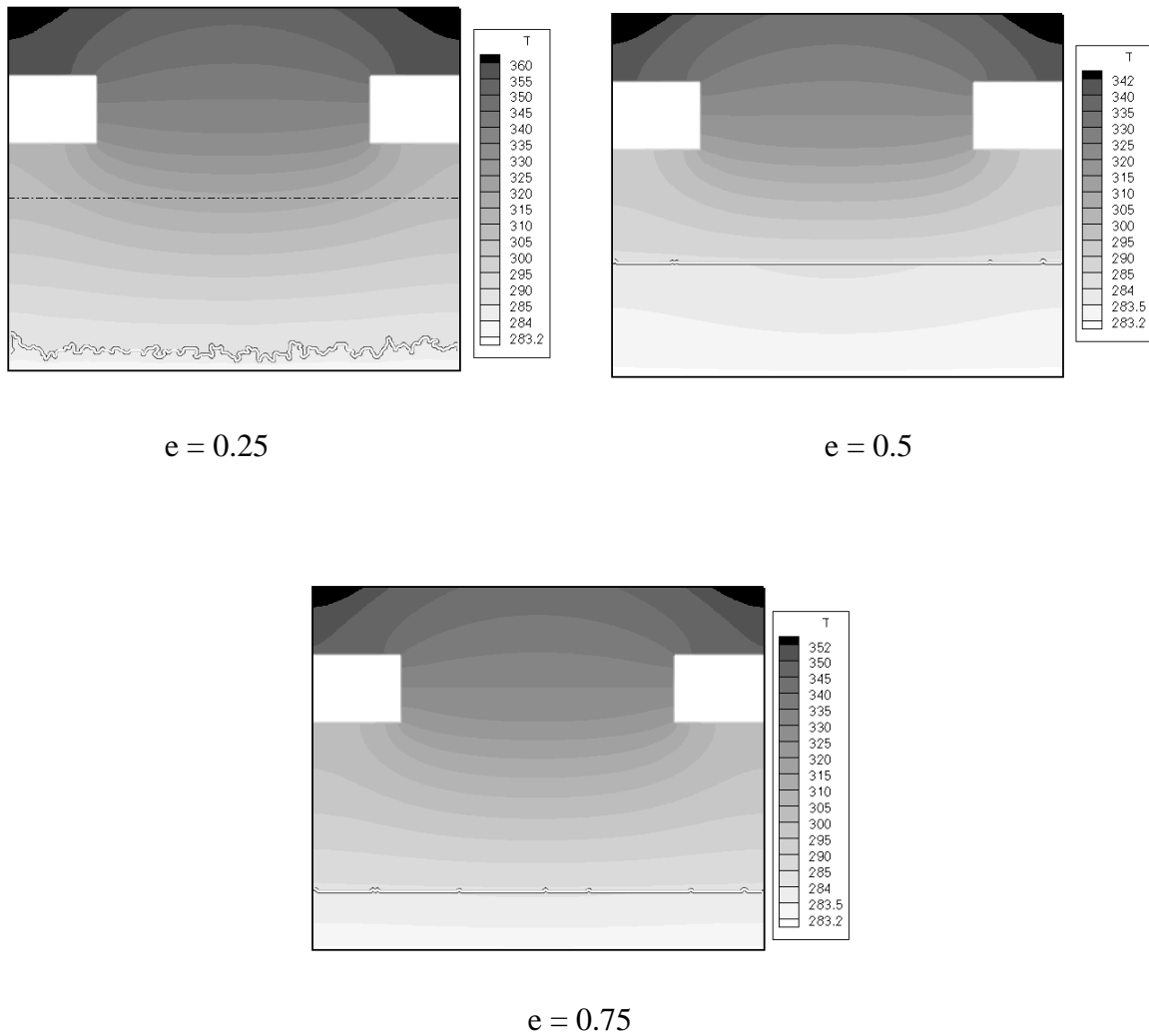
Figure VIII-39 : Evolution de la surchauffe du bâti métallique pour une mèche conductrice



$$K_1 > K_2$$

$$K_1 = K_2$$

Figure VIII-40 : Evolution du rendement de l'évaporateur pour une mèche conductrice



$$e = 0.25$$

$$e = 0.5$$

$$e = 0.75$$

Figure VIII-41 : Champ de température (en K) et forme de la poche vapeur pour un flux $Q = 153\,000$ W/m² et différentes épaisseurs de couche ($d_1=0.8$, $d_2=0.2$ et $K_1 > K_2$). (La poche vapeur n'a envahi que la couche 1 pour les cas $e=0.5$ et $e=0.75$)

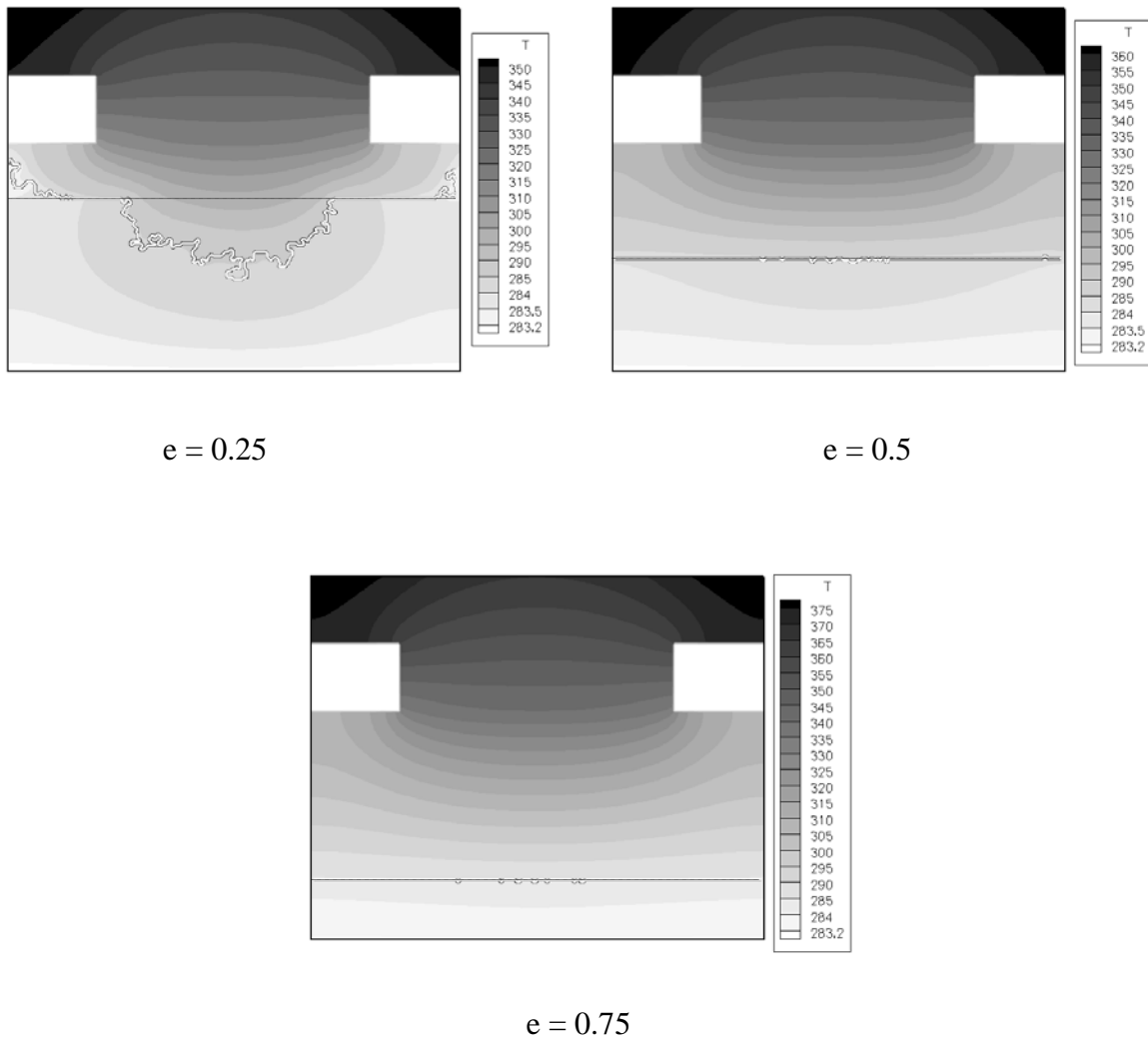


Figure VIII-42 : Champ de température (en K) et forme de la poche vapeur pour un flux $Q = 153\,000\text{ W/m}^2$ et différentes épaisseurs de couche ($d_1=0.8$, $d_2=0.2$ et $K_1=K_2$). (La poche vapeur a envahi uniquement la couche 1 pour les cas $e=0.5$ et $e=0.75$)

Ici encore l'impact des perméabilités est marqué avec des tendances parfois inversées entre le cas $K_1 > K_2$ et le cas $K_1 = K_2$ (par exemple en ce qui concerne le type de limite de fonctionnement atteinte en premier ou l'influence de e).

Ainsi dans le cas $K_1 > K_2$, il est préférable d'opérer avec $e > 0.5$ alors que c'est le contraire lorsque $K_1 = K_2$. Ceci indique qu'il peut être subtil d'optimiser la structure de la mèche suivant les propriétés capillaro-hydrauliques des différentes couches formant la mèche.

Nos simulations suggèrent qu'il est avantageux de placer une couche avec des liaisons plus petites le long de l'alimentation liquide de façon à bloquer la progression de la poche vapeur vers cette alimentation (limitation du risque de désamorçage).

VIII.2 Bicouche avec des conductivités thermiques différentes

Dans ces calculs le désordre et le rayon moyen reste le même dans chacune des couches

$$r_{\text{moy}} = 3.5 \text{ } \mu\text{m} \text{ et } \Sigma = 5 \text{ } \mu\text{m}$$

La perméabilité des deux couches est donc la même $K=4.10^{-14} \text{ m}^2$

Seule la conductivité des deux couches varie.

VIII.2.1 Couche 1 : isolante, couche 2 : conductrice

Lorsque la mèche isolante est en contact avec le bâti métallique, celui-ci se retrouve isolé de l'alimentation liquide d'où une forte augmentation de la surchauffe du bâti métallique lorsque le flux augmente.

Dans ce cas on atteint très vite la limite de surchauffe du bâti métallique, cette configuration n'est donc pas avantageuse pour améliorer les performances de l'évaporateur. Ceci est illustré sur les graphes suivants.

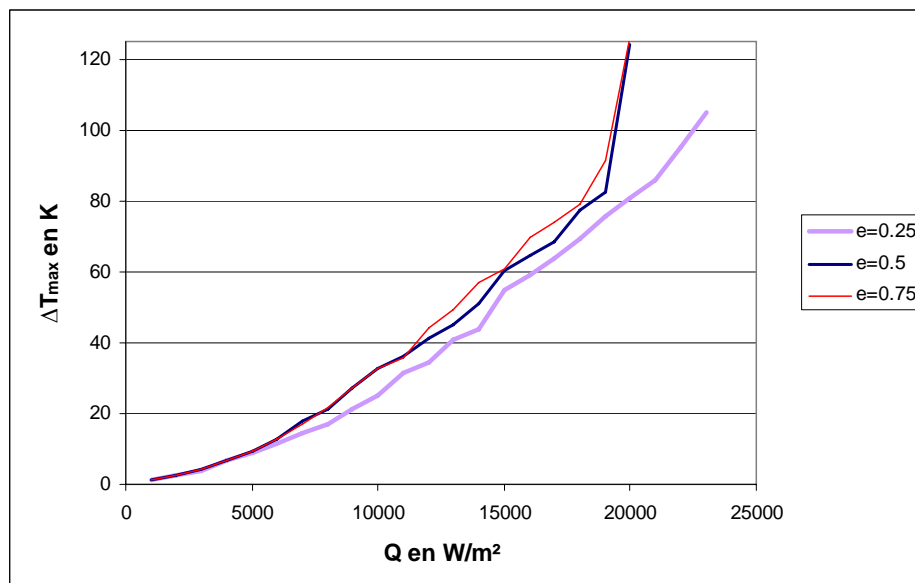


Figure VIII-43 : Evolution de la surchauffe du bâti

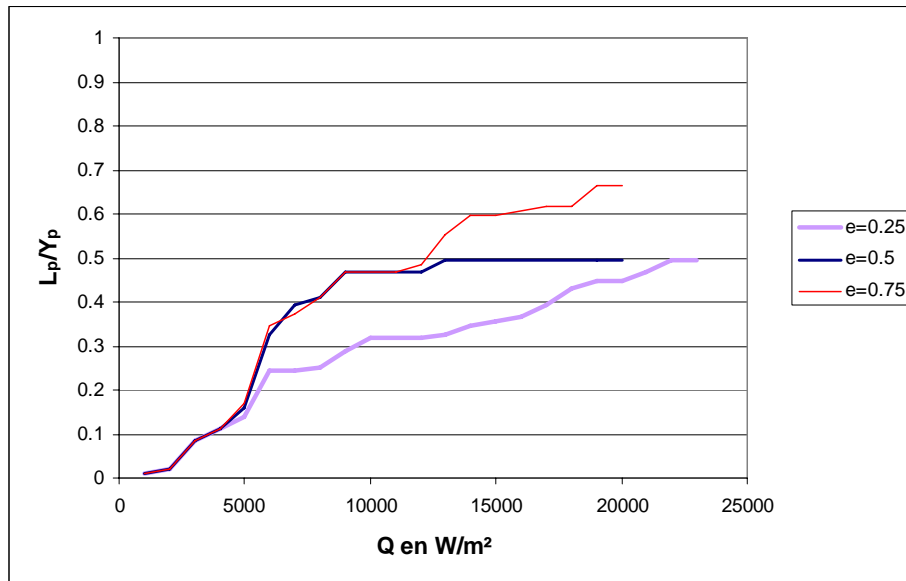


Figure VIII-44 : Evolution de la profondeur de la poche vapeur

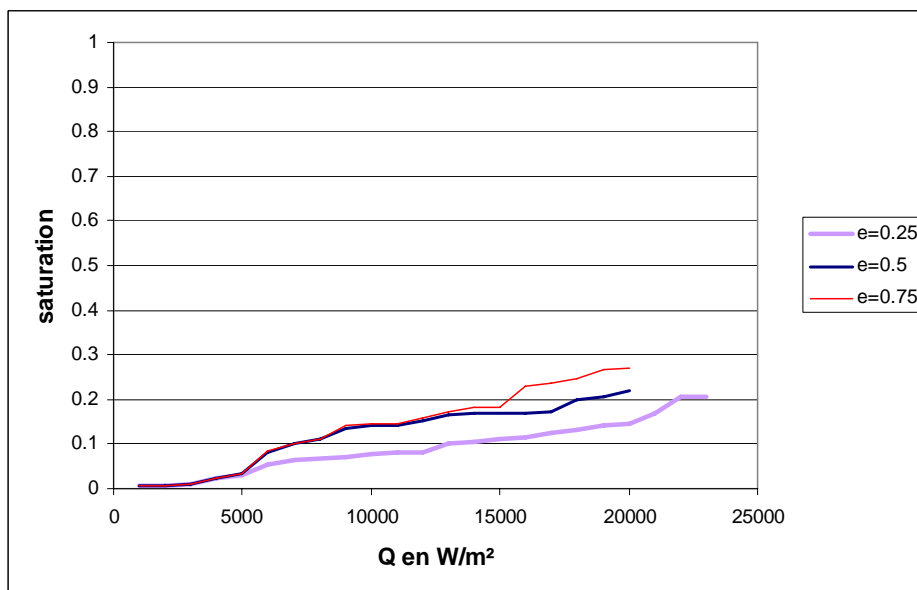


Figure VIII-45 : Evolution de la saturation de la vapeur

On constate que lorsque la poche vapeur atteint la deuxième couche conductrice, les pertes par conduction à l'entrée de la mèche augmentent brutalement. Ensuite, lorsque cette poche continue à croître et à s'enfoncer dans la deuxième couche, ces pertes diminuent légèrement. Le rendement pour ces trois configurations chute assez rapidement et même brutalement lorsque le flux parasite augmente.

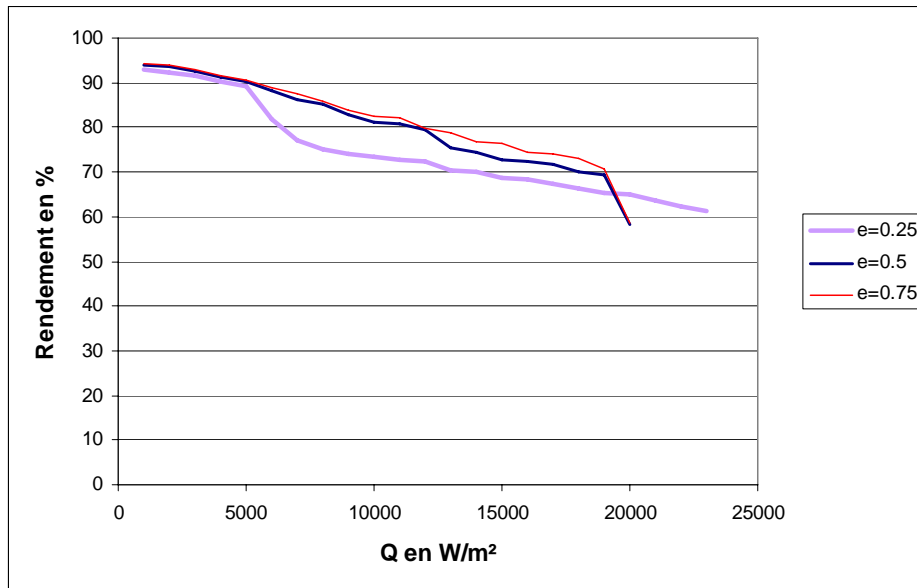


Figure VIII-46 : Evolution du rendement de l'évaporateur

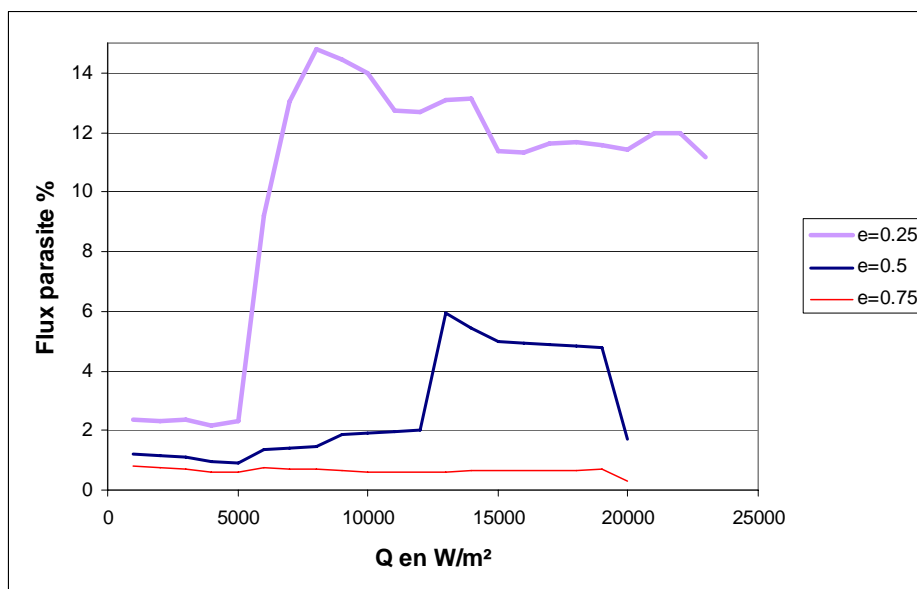


Figure VIII-47 : Evolution du flux perdu par conduction à l'entrée de la mèche

VIII.2.2 Couche 1 : conductrice, couche 2 : isolante

Les différents cas étudiés, correspondant à différentes épaisseurs de couche, sont comparés à une mèche homogène qui a la même conductivité que la couche conductrice ($\lambda_m = 30 \text{ W/m/K}$).

On observe un saut brutal de la surchauffe du bâti dans le cas où $e = 0.5, 0.25$ et 0.11 . Ceci correspond au moment où la vapeur a saturé entièrement la couche 1 qui est conductrice. Le bâti métallique et la poche vapeur sont alors complètement isolés de la conduite liquide

d'où cette brusque augmentation (Figures VII-48, VII-49 et VII-51). Une grande partie du flux imposé sert donc à réchauffer la phase vapeur et une petite partie à vaporiser le fluide. Le rendement chute donc brutalement. (Figures VII-52 et VII-53)

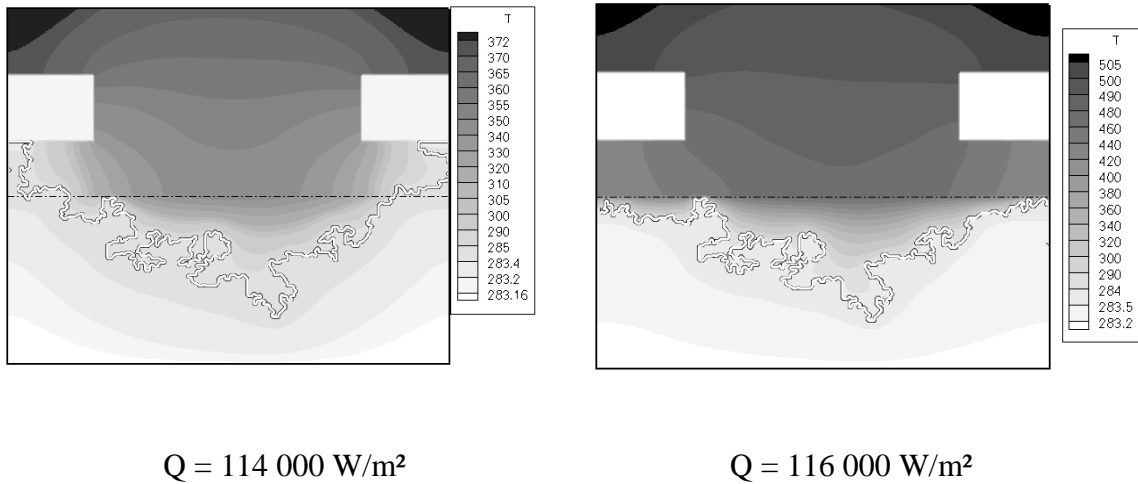


Figure VIII-48 : Profil de la poche vapeur pour des flux proches des limites de fonctionnement - $e=0.25$

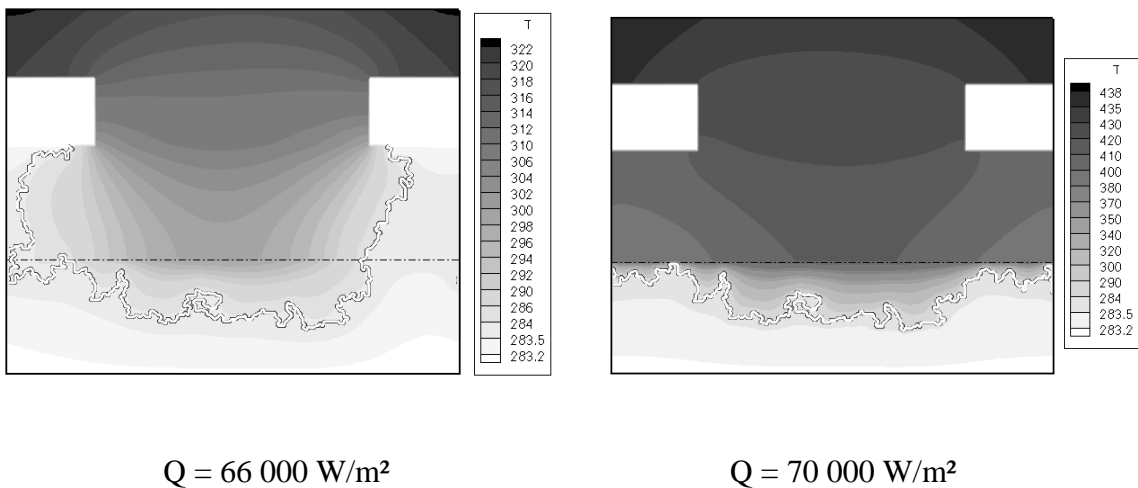
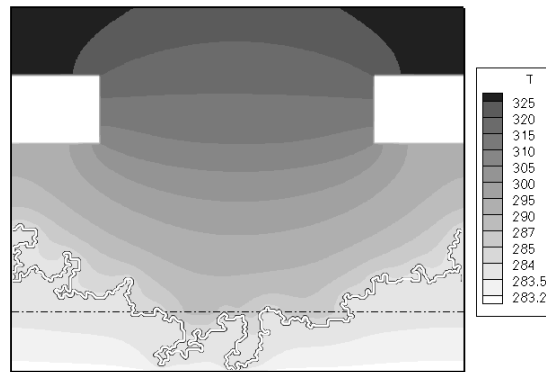


Figure VIII-49 : Profil de la poche vapeur pour des flux proches des limites de fonctionnement - $e=0.5$



$$Q = 78\,000 \text{ W/m}^2$$

Figure VIII-50 : Profil de la poche vapeur pour des flux proches des limites de fonctionnement - $e=0.75$

L'avantage de ce type de modèle bicouche est que le rendement est tout de même meilleur que celui d'une mèche monocouche conductrice et les pertes par conduction à l'entrée de la mèche (flux parasite) sont très réduites (Figure VII-54). Par rapport à une mèche homogène ($\lambda_m = 30$ sur la figure VII-53) on retarde le désamorçage mais la surchauffe est plus élevée.

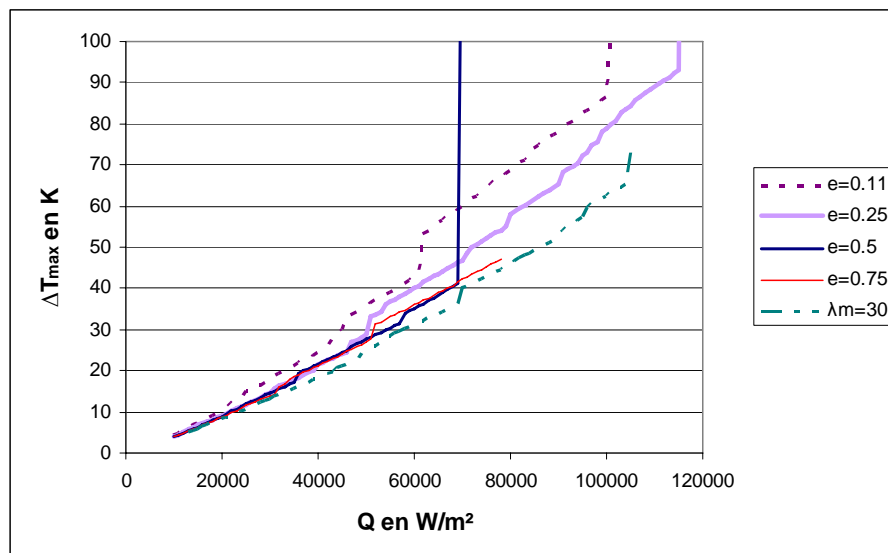


Figure VIII-51 : Evolution de la surchauffe du bâti métallique

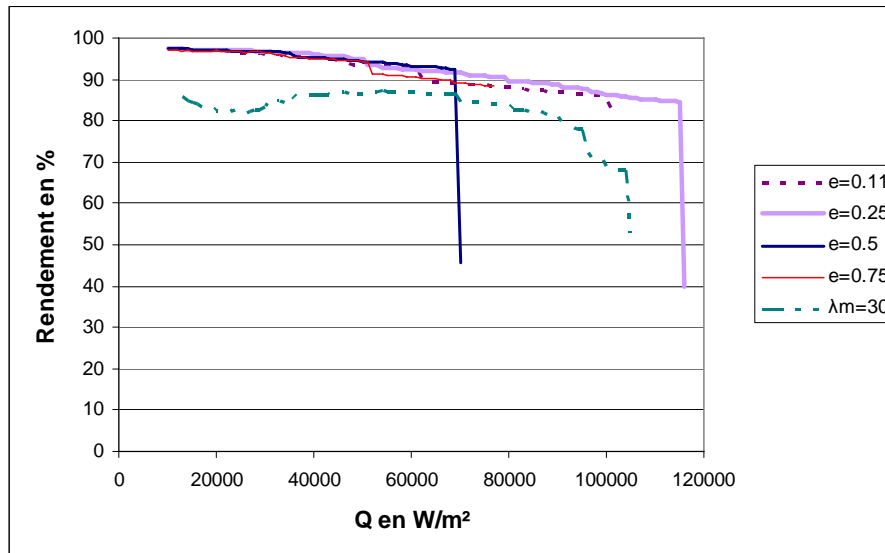


Figure VIII-52 : Evolution du rendement de l'évaporateur

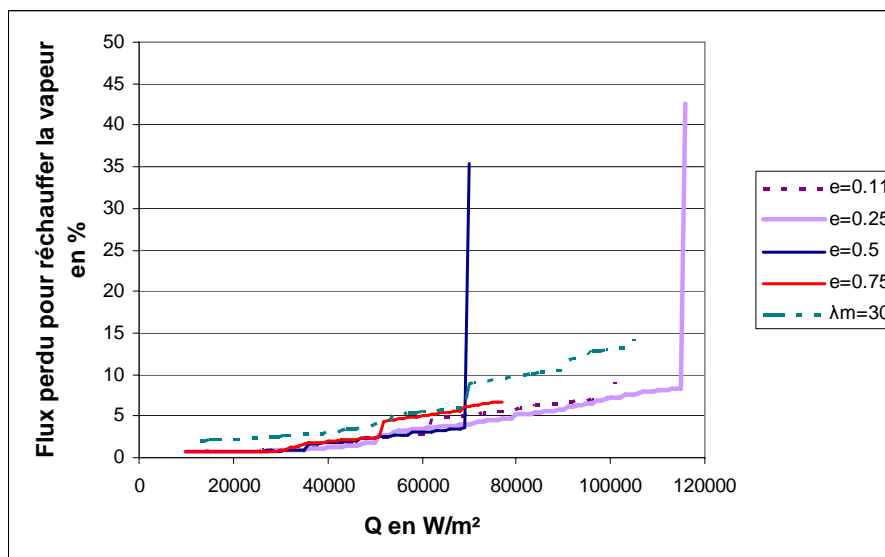


Figure VIII-53 : Evolution du flux perdu pour réchauffer la vapeur

Il faut bien choisir la profondeur de la couche 1, car si cette épaisseur devient supérieure ou égale aux trois quarts de la hauteur de la mèche totale, la poche vapeur va très vite rejoindre l'entrée de la mèche pour désamorcer l'évaporateur. (Figure VIII-55)

Par contre si celle-ci fait à peu près le quart de la mèche, on peut aller jusqu'au même ordre de flux que pour une mèche homogène conductrice. L'avantage est que le flux parasite est le plus minimisé possible.

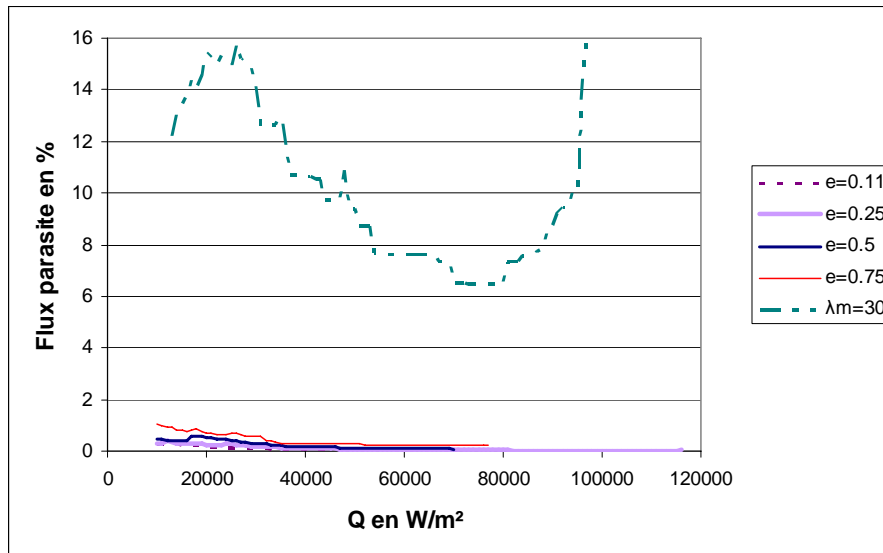


Figure VIII-54 : Evolution du flux perdu par conduction à l'entrée de la mèche

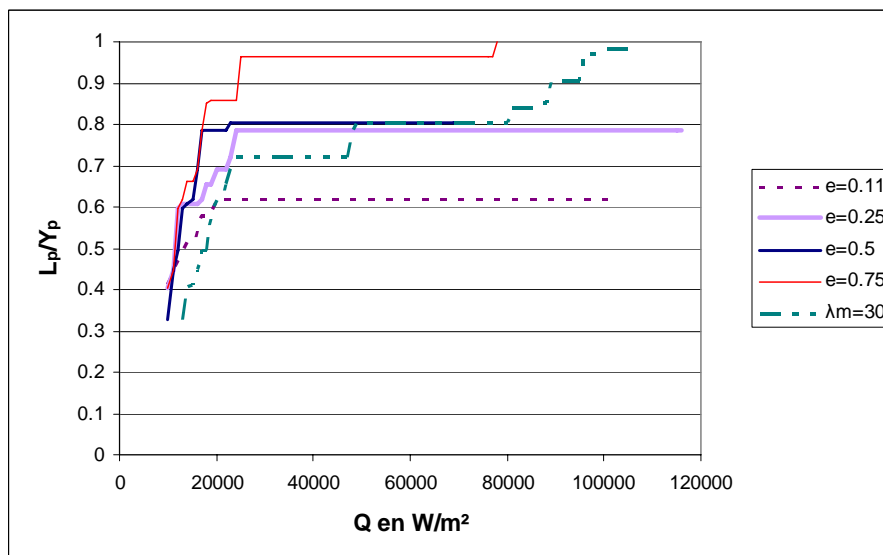


Figure VIII-55 : Evolution de la profondeur de la poche vapeur

Si la taille de la couche 1 fait à peu près la moitié de la mèche, cette configuration n'est pas bonne non plus. La vapeur va saturer assez vite entièrement la première couche ce qui engendrera une surchauffe très élevée du bâti.

Si l'épaisseur de la couche 1 reste assez faible, la poche vapeur évolue moins et s'enfonce moins dans le poreux que lorsque nous avons un modèle de mèche homogène.

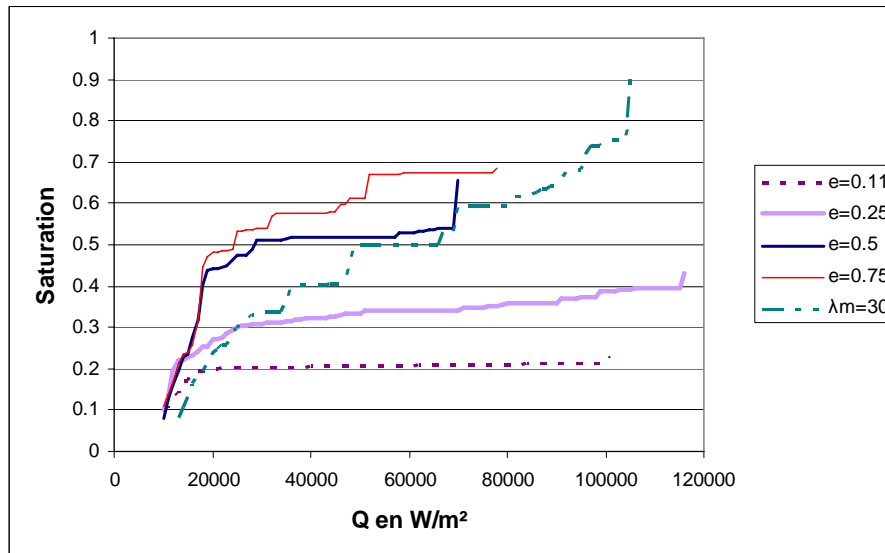


Figure VIII-56 : Evolution de la saturation de la vapeur dans la mèche

Dans cette configuration il est donc plus avantageux de mettre une couche conductrice qui fait un quart de l'épaisseur totale. Dans ce cas le rendement de l'évaporateur sera meilleur et les pertes par conduction à l'entrée de la mèche très faibles.

VIII.3 Bicouche avec des conductivités thermiques et des diamètres de pores différents

Nous avons donc vu dans les chapitres précédents que mettre une couche isolante le long de l'alimentation liquide limite les pertes par conduction (flux parasite) et permet d'avoir un meilleur rendement. Dans cette partie notre modèle aura donc une couche isolante à l'entrée de la mèche et une couche conductrice au niveau du contact bâti métallique/mèche.

On fait varier l'épaisseur ainsi que le diamètre moyen de ces deux couches.

Par ailleurs les études de la section VIII-1 ont montré qu'il était avantageux de placer plutôt des liaisons de petites tailles dans la couche 2 (le long de l'alimentation liquide), on s'attend donc à ce que les performances soient les meilleures lorsque la couche 1 est conductrice et la couche 2 isolante avec des liaisons en moyenne plus petites que dans la couche 1. Ceci est confirmé par les simulations présentées ci-dessous (pour être complet nous présenterons toutefois aussi le cas défavorable où les pores sont plus grands dans la couche 2).

Dans les simulations suivantes lorsque les perméabilités des deux couches sont identiques elles valent $K_1=K_2=4.10^{-14} \text{ m}^2$.

VIII.3.1 Couche 1 : conductrice - petites liaisons, couche 2 : isolante - grosses liaisons

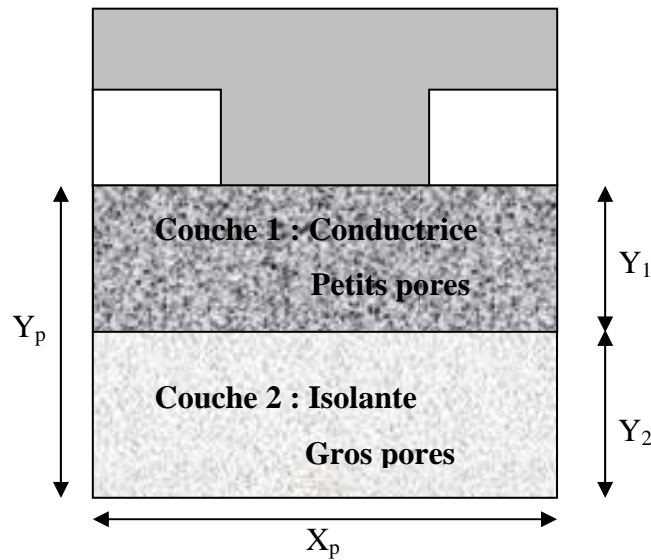


Figure VIII-57 : Schéma du modèle de mèche bicouche étudié

Les valeurs des perméabilités et des diamètres de liaisons imposés pour les différents cas étudiés sont présentées dans le tableau ci-dessous (pas de recouvrement, $\tau_r=0$) :

$r_{\min 1}$ (μm)	$r_{\max 1}$ (μm)	$r_{\min 2}$ (μm)	$r_{\max 2}$ (μm)	d_1	d_2	K_1 en m^2	K_2 en m^2	K_1/K_2
1	2	2	6	0.2	0.8	$7.34 \cdot 10^{-15}$	$5.22 \cdot 10^{-14}$	0.14
1	2	5	6	0.2	0.2	$7.34 \cdot 10^{-15}$	$9.87 \cdot 10^{-14}$	0.075
1	2	2	6	0.2	0.8	$4 \cdot 10^{-14}$	$4 \cdot 10^{-14}$	1
1	5	5	6	0.8	0.2	$4 \cdot 10^{-14}$	$4 \cdot 10^{-14}$	1

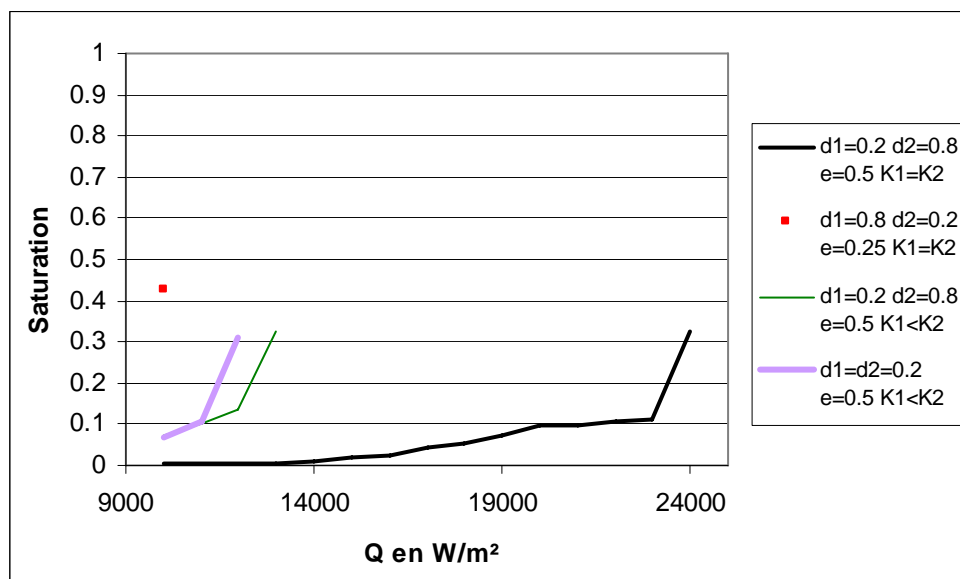


Figure VIII-58 : Evolution de la saturation de la vapeur dans la mèche

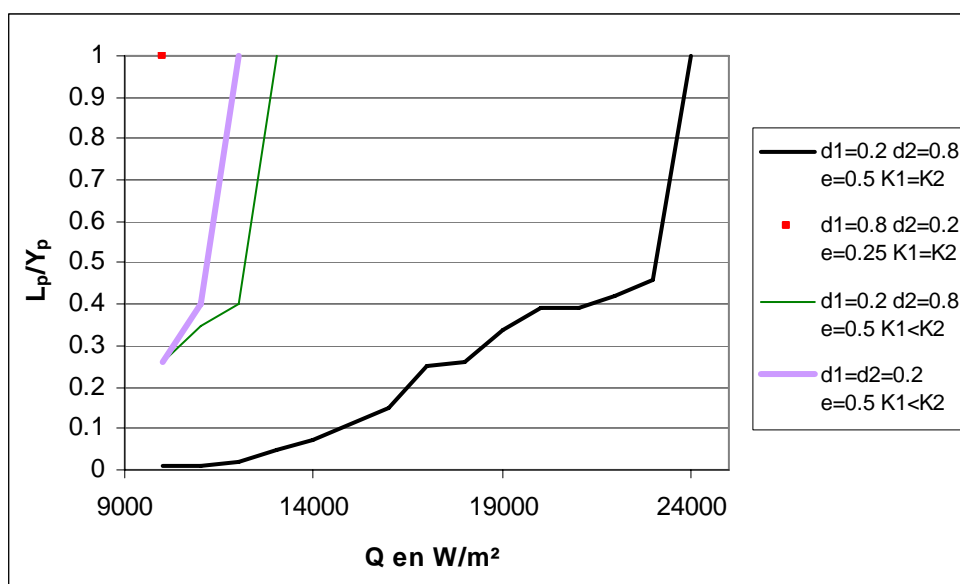


Figure VIII-59 : Evolution de la profondeur de la poche vapeur dans la mèche

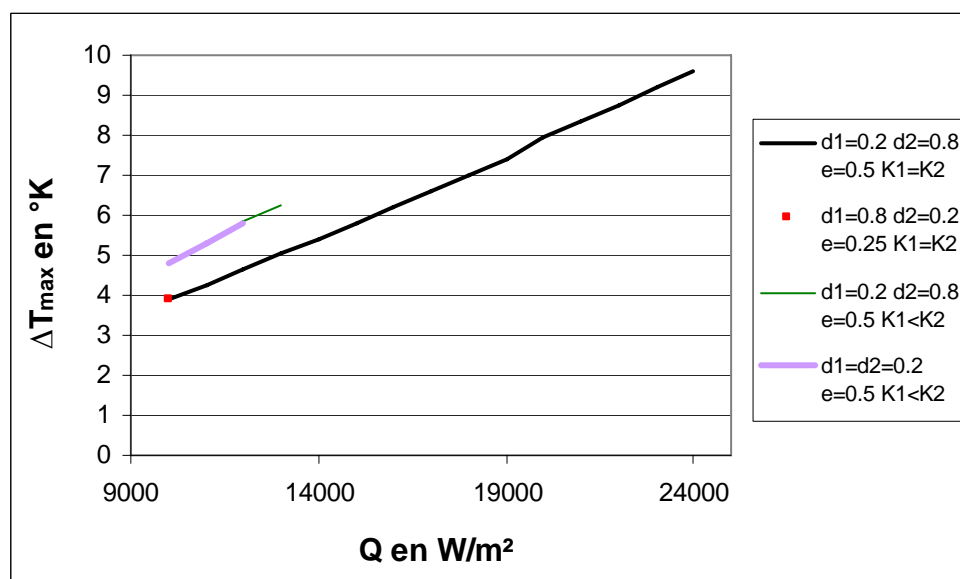


Figure VIII-60 : Evolution de la surchauffe du bâti métallique

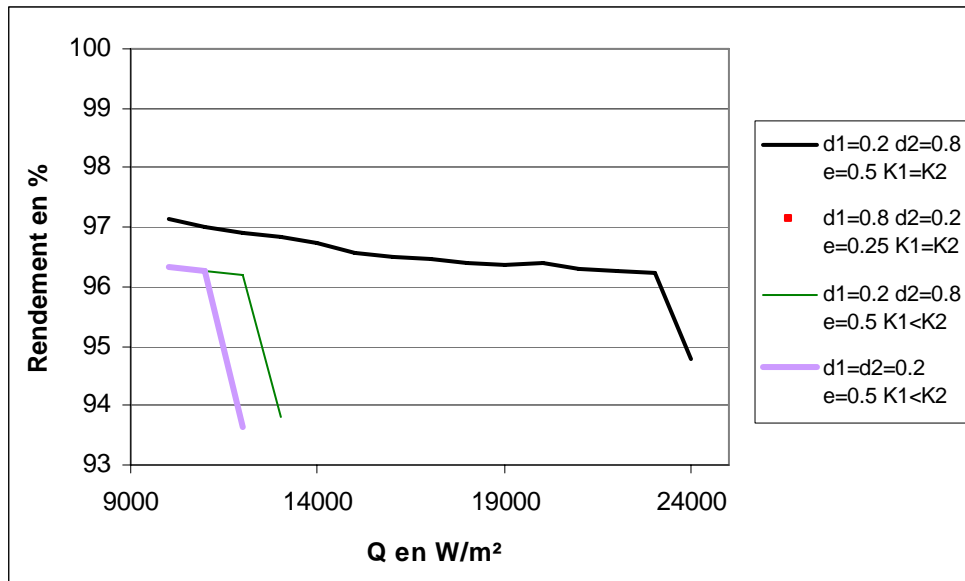
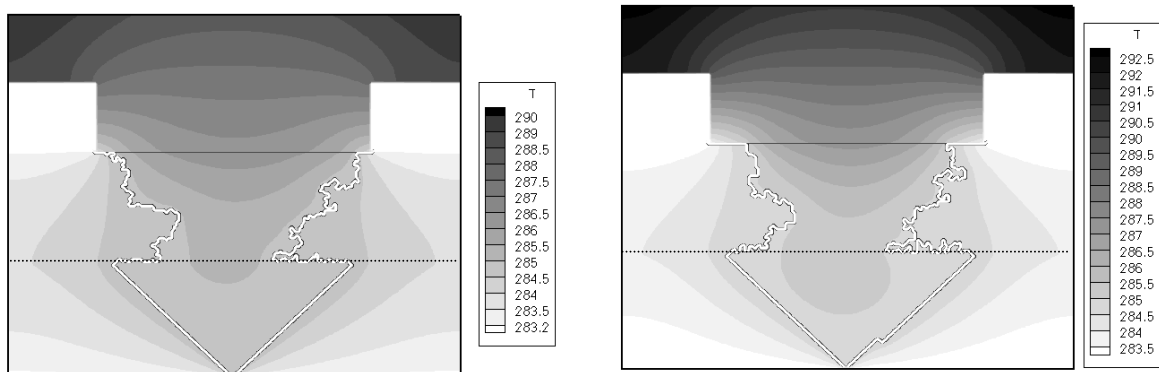


Figure VIII-61 : Evolution du rendement de l'évaporateur

On constate donc que quelle que soit la perméabilité des couches, dès que la poche vapeur atteint la deuxième couche où de plus grosses liaisons que celles de la première couche sont présentes, le désamorçage est direct (Voir figure VIII-59). Par contre pratiquement tout le flux de chaleur imposé sert à la vaporisation du fluide.

Les performances sont particulièrement mauvaises comme attendues, la présence de grosses liaisons dans la couche 2 favorisant le désamorçage.

Voici une illustration du désamorçage pour deux de ces cas.



$Q = 13\,000$ W/m^2 ($d_1=0.2$, $d_2=0.8$, $K_1 < K_2$)

$Q = 24\,000$ W/m^2 ($d_1=0.2$, $d_2=0.8$, $K_1=K_2$)

Figure VIII-62 : Profil de la poche vapeur et champ de température (en K) au désamorçage ($e=0.5$)

VIII.3.2 Couche 1 : conductrice - grosses liaisons, couche 2 : isolante - petites liaisons

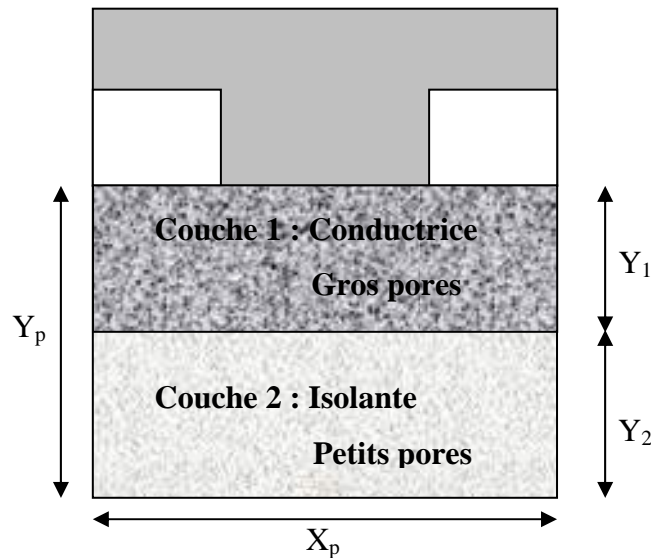


Figure VIII-63 : Schéma du modèle de mèche bicouche étudié

Les valeurs des perméabilités et des diamètres de liaison pour le cas étudié (recouvrement nul) sont données sur le tableau suivant :

$r_{\min 1}$ (μm)	$r_{\max 1}$ (μm)	$r_{\min 2}$ (μm)	$r_{\max 2}$ (μm)	d_1	d_2	K_1 en m^2	K_2 en m^2	K_1 / K_2
2	6	1	2	0.8	0.2	$5.22 \cdot 10^{-14}$	$7.34 \cdot 10^{-15}$	7.11

Plus l'épaisseur de la deuxième couche qui est isolante sera grande plus le flux parasite sera diminué. Quoiqu'il en soit, il est très faible dès que l'on met une couche d'isolant à l'entrée de l'évaporateur.

Lorsque la couche d'isolant est très grande la vapeur envahit moins la mèche poreuse, celle-ci se retrouve bloquée au niveau de la deuxième couche ou envahit légèrement la deuxième couche, la saturation est donc plus faible ce qui entraîne des surchauffes du bâti métallique moins élevées. Dans ces conditions on atteint seulement la limite de surchauffe du bâti métallique et pas la limite de désamorçage.

La courbe « isol » correspond à une mèche homogène isolante avec les caractéristiques de la couche 2 (conductivité, perméabilité, rayon moyen des liaisons) et la courbe « cond » à une mèche homogène conductrice avec les caractéristiques de la couche 1

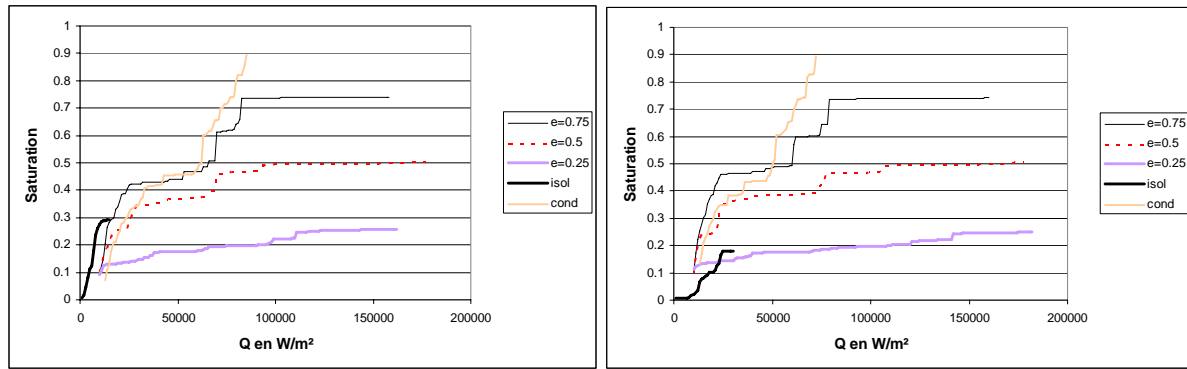
 $K_1 > K_2$ $K_1 = K_2$

Figure VIII-64 : Evolution de la saturation en vapeur

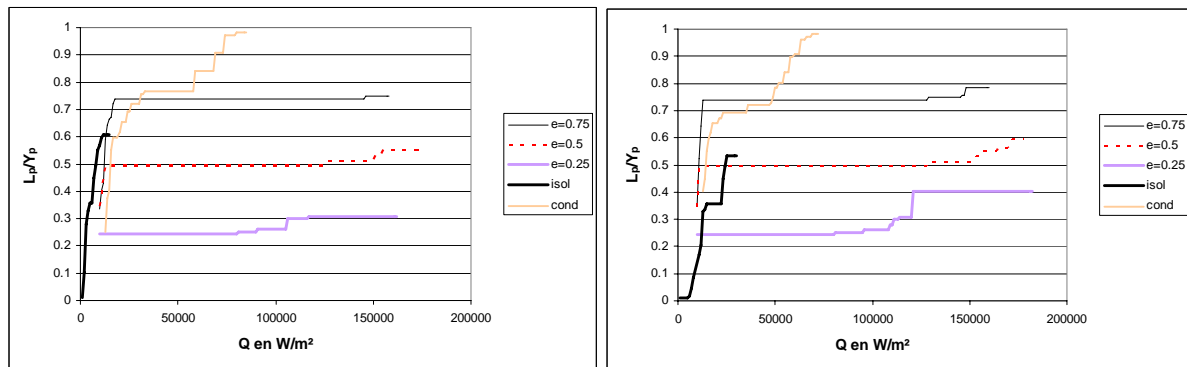
 $K_1 > K_2$ $K_1 = K_2$

Figure VIII-65 : Evolution de la profondeur de la poche vapeur

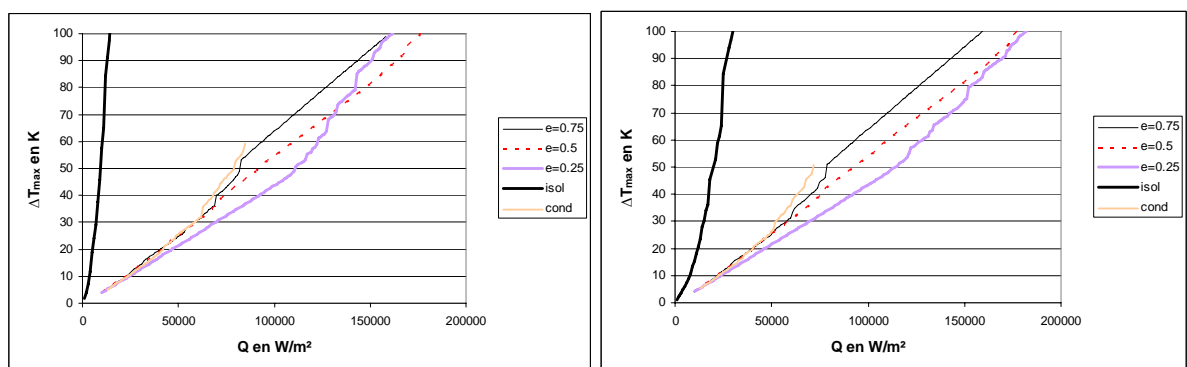
 $K_1 > K_2$ $K_1 = K_2$

Figure VIII-66 : Evolution de la surchauffe du bâti métallique

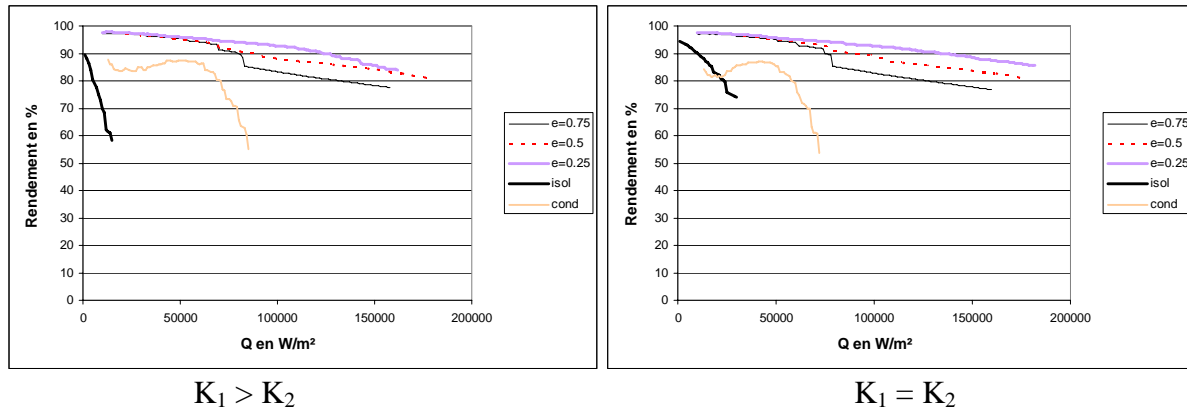


Figure VIII-67 : Evolution du rendement de l'évaporateur

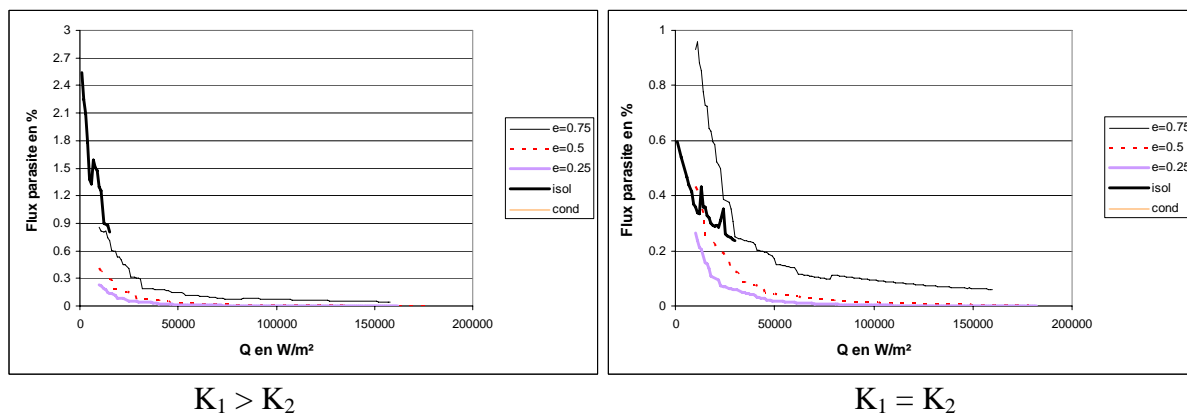


Figure VIII-68 : Evolution du flux parasite (la courbe « cond » n'apparaît pas car le flux parasite pour ce cas est supérieur à 10%)

Sur la figure VIII-68 montrant l'évolution du flux parasite la courbe « cond » n'apparaît pas car pour une mèche conductrice le flux parasite est très élevé (dans ce cas il est compris entre 10 et 40 %).

Comme attendu cette solution est, pour nos conditions de calcul, la meilleure. Les performances en termes de limites de fonctionnement sont du même ordre, voire meilleures que dans le cas homogène (que la mèche soit conductrice ou isolante) et les rendements sont meilleurs avec un flux parasite considérablement réduit.

VIII.4 Conclusion

L'étude des mèches bicouches présentées dans ce chapitre a montré que l'optimisation des performances pouvait être subtile en ce qui concerne les propriétés capillaro-hydrauliques, étant donné la sensibilité des résultats aux seuils de pression capillaire et à la perméabilité. De ce point de vue, comme discuté au chapitre VII (cf paragraphe VII-3), il serait intéressant ici encore de coupler notre modèle à un modèle de boucle.

Ceci étant, les calculs présentés suggèrent qu'il est avantageux de considérer des systèmes bicouches ayant des conductivités thermiques très différentes dans chaque couche. Plus précisément, l'étude suggère de placer la couche conductrice le long du bâti métallique de façon à intensifier les transferts dans cette zone, ce qui limite le risque de surchauffe, et une couche isolante le long de l'alimentation liquide. Cette couche isolante agit comme un verrou thermique, ce qui limite considérablement le flux parasite.

Enfin il est intéressant d'installer un verrou capillaire en dessous de la couche conductrice (par exemple comme nous l'avons simulé en imposant des tailles de pores plus petites dans la couche isolante que la couche conductrice) afin de limiter le risque de désamorçage. Dans notre cas, la couche isolante sert donc à la fois de verrou capillaire et de verrou thermique. Il est clair que ces deux fonctions peuvent être dissociées, par exemple en plaçant, comme suggéré dans Chernysheva et al. (2000), une troisième couche d'un matériau différent assurant la fonction de verrou capillaire entre la couche conductrice et la couche isolante. Toutefois, combiner les fonctions de verrous thermiques et capillaires en une seule couche paraît plus simple.

Conclusion et perspectives

Dans cette thèse, nous nous sommes intéressés à une situation de vaporisation en milieu poreux en relation avec l'analyse des transferts couplés de chaleur et de masse dans les mèches poreuses des évaporateurs capillaires. Cette situation est caractérisée par l'existence d'un front de vaporisation formé par des ménisques stables. D'un point de vue général, le problème de déplacement de ce front peut se voir comme un problème de percolation en gradient dans lequel l'évolution du front résulte de la compétition entre une force stabilisante (due aux effets visqueux ici) et une force déstabilisante, c'est-à-dire favorisant la formation de digitations, due aux variations locales des seuils d'invasion capillaires associées au désordre de la structure poreuse, c'est à dire à l'existence d'une distribution de taille de pores (plus précisément de taille de constriction entre pores). Ainsi, le problème clé de l'étude en termes d'optimisation des échanges thermiques apparaît comme le problème du contrôle de la formation de ce front et de son évolution (contrôle de la « poche vapeur »). Un éclairage sur cet aspect fondamental a été apporté à l'aide d'une étude statistique basée sur un algorithme de percolation d'invasion en gradient dans lequel le champ stabilisant est approximé par un champ de pression hydrostatique. Cette étude, présentée au Chapitre 2, a permis de préciser les lois d'échelle gouvernant l'extension de la poche dans ces conditions et indique qu'il est préférable d'éviter la situation où la croissance est dominée par la capillarité, cette situation étant la plus défavorable en termes de risque de désamorçage. Pour cela, il est par exemple intéressant de travailler avec des matériaux à distributions de taille de pores aussi étroites que possible. Enfin, les simulations 3D effectuées dans ce cadre indiquent que conduire les simulations en 2D est d'autant plus acceptable que les effets stabilisants sont marqués, ce qui semble bien être le cas dans le problème étudié.

Ces éléments étant acquis, nous avons proposé une modélisation des transferts dans une section d'évaporateur en régime stationnaire. Cette modélisation présente plusieurs différences importantes par rapport aux travaux précédents réalisés sur ce sujet à l'IMFT (Figus, 1996, Lebray, 1997). Tout d'abord nous proposons un modèle mixte, c'est-à-dire qui combine équations de transport macroscopiques et gestion des effets capillaires selon une approche de type réseau de pores. L'avantage est de pouvoir travailler avec des propriétés de

transport classiques (perméabilité, conductivité thermique équivalente) tout en conservant l'intérêt de l'approche réseau pour ce qui concerne la distribution des phases au sein du milieu poreux. Enfin, plusieurs effets négligés dans les travaux précédents ont été pris en compte : calcul des transferts dans l'ailette, transferts par advection dans l'équation de l'énergie, écoulement à masse volumique variable dans le gaz, pertes par convection dans les cannelures.

Ce modèle a été validé à partir d'une expérience spécifique originale qui a confirmé l'hypothèse de la poche vapeur. Bien que cette expérience n'avait pour ambition initiale que d'apporter des visualisations essentiellement qualitatives, les simulations réalisées avec les données correspondantes à l'expérience ont conduit à un accord raisonnable avec les observations en ce qui concerne l'extension de la poche vapeur et donc apporté une validation de nature plus quantitative. Toutefois, une expérience de même type mais de conception améliorée et beaucoup mieux instrumentée est souhaitable pour conforter ces premiers éléments de validations.

Dans la dernière partie de la thèse la modélisation proposée a été exploitée dans l'idée de proposer des recommandations, ou tout au moins des pistes, pour améliorer la conception des mèches des évaporateurs. Parmi les nombreux résultats obtenus, on peut citer les éléments marquants suivants : la conductance de l'évaporateur est constante tant que la poche de vapeur ne s'est pas formée au sein de la mèche poreuse, il est plus favorable de disposer les cannelures vapeur au sein du poreux que dans le bâti métallique, une mèche isolante est caractérisée par un faible flux parasite et a pour limite de fonctionnement la limite de surchauffe (température excessive du bâti métallique) ; une mèche conductrice conduit globalement à de meilleures performances, a pour limite de fonctionnement la limite de désamorçage (percée de la vapeur à travers la mèche) mais conduit à un flux parasite notable ; les pores de petites tailles contribuent à bloquer l'extension de la poche vapeur, ce qui améliore les performances. Ceci conduit aux notions de verrou thermique (il faut empêcher la chaleur d'atteindre l'artère d'alimentation en liquide) et de verrou capillaire (il faut empêcher la poche vapeur de se développer vers l'artère d'alimentation en liquide). Ces notions ont été particulièrement mises en évidence lors de l'étude de mèches bicouches formées par deux couches de propriétés différentes. Ainsi une solution performante émerge lorsqu'on combine couche conductrice (en contact avec le bâti métallique) et couche isolante (le long de l'artère liquide). La couche isolante sert alors de verrou thermique et de verrou capillaire (en imposant des tailles de pore plus petites que dans la couche conductrice). On combine alors au mieux les avantages des couches isolantes (faible flux parasite) et des couches conductrices

(meilleures performances globales, plus faibles surchauffes du bâti). Ceci conduit ainsi à des performances meilleures qu'avec des mèches homogènes.

Il est à rappeler cependant que la modélisation présentée repose sur un certain nombre d'approximations ou d'hypothèses qu'il serait souhaitable de lever ou d'améliorer progressivement afin d'obtenir des résultats plus fiables. Ceci représente autant de perspectives à ce travail. Ainsi ces approximations et hypothèses concernent principalement : les critères de nucléation qui restent approximatif, la façon de faire croître la poche vapeur pour arriver à la solution stationnaire (il serait souhaitable d'introduire une marche dans le temps, ce qui ouvrirait aussi sur le calcul en régime transitoire) et les conditions aux limites dans les cannelures vapeur et à la frontière avec l'artère liquide (il serait très intéressant de coupler notre modèle à un modèle simplifié de boucle de façon à faire évoluer ces conditions aux limites avec la charge thermique appliquée).

Parmi les autres perspectives naturelles à ce travail, il y a bien entendu l'extension à une modélisation 3D. Ceci serait utile à plusieurs titres : pour des raisons topologiques liées à des possibilités de connexion par la troisième dimension, la distribution des phases au sein de la mèche peut être significativement différente du cas 2D (en particulier lorsque les effets visqueux stabilisants ne sont pas trop marqués, c'est-à-dire a priori pour des charges thermiques modérées) ; des simulations 3D permettraient d'explorer si un fonctionnement est possible avec percée locale de la vapeur; il devient possible d'étudier de façon réaliste des systèmes à double porosité (mèche biporeuse), etc.

Enfin, comme indiqué auparavant, les visualisations expérimentales réalisées laissent à penser qu'il serait intéressant de poursuivre le type d'expérimentation qui a été proposé dans ce travail (régimes transitoires, démarrage, étude de mèches bicouches, etc), y compris en 3D.

ANNEXE A

Sur la croissance d'une poche vapeur

A.1 Cas 2D

Pour avoir de meilleures précisions sur l'évolution de la profondeur de la poche vapeur en fonction du nombre de Bond, nous avons considéré de très grands réseaux. Le temps de calcul étant plus long, les estimations sont faites sur 1000 réalisations.

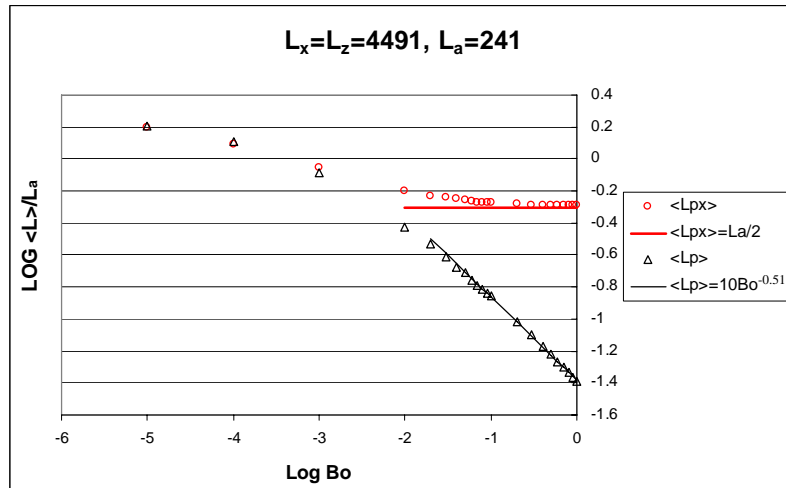


Figure A-1 : Evolution de la profondeur et de la demi largeur moyenne en fonction du Bond.

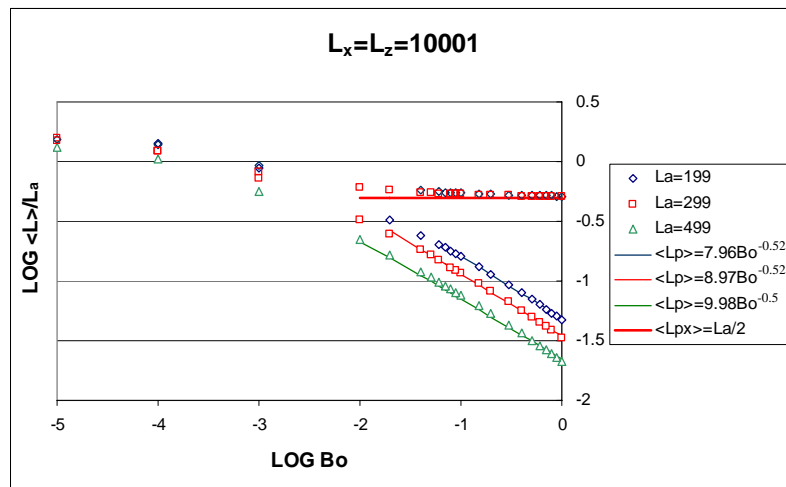


Figure A-2 : Evolution de la profondeur et de la demi largeur moyenne en fonction du Bond pour différentes tailles d'ailettes.

Nous obtenons bien une loi puissance avec un exposant de -0.52 pour l'évolution de la profondeur de poche de vapeur.

$$\langle L_p \rangle = \alpha Bo^{-0.52} \text{ pour } Bo > 0.1 \text{ (}\alpha \text{ paramètre dépendant de la taille du réseau)}$$

$$\text{et } \langle L_{px} \rangle \rightarrow \frac{1}{2} L_a \text{ quand } Bo \rightarrow 1$$

A.2 Cas 3D, ailette circulaire

La distribution des valeurs de L_p à $Bo=0$ est montrée ci-dessous :

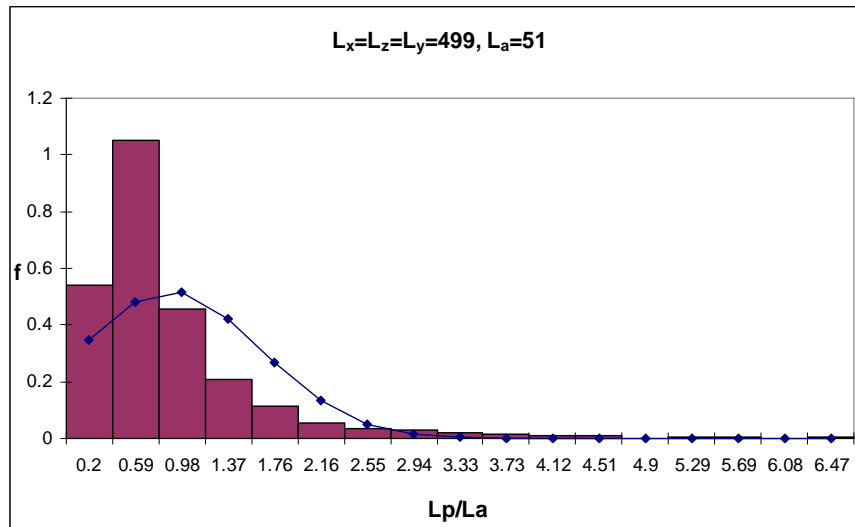


Figure A-3 : Distribution des valeurs L_p/L_a à $Bo=0$

Comme en 2D, la distribution est fortement dissymétrique gauche. Elle est plus proche d'une distribution Log-normale

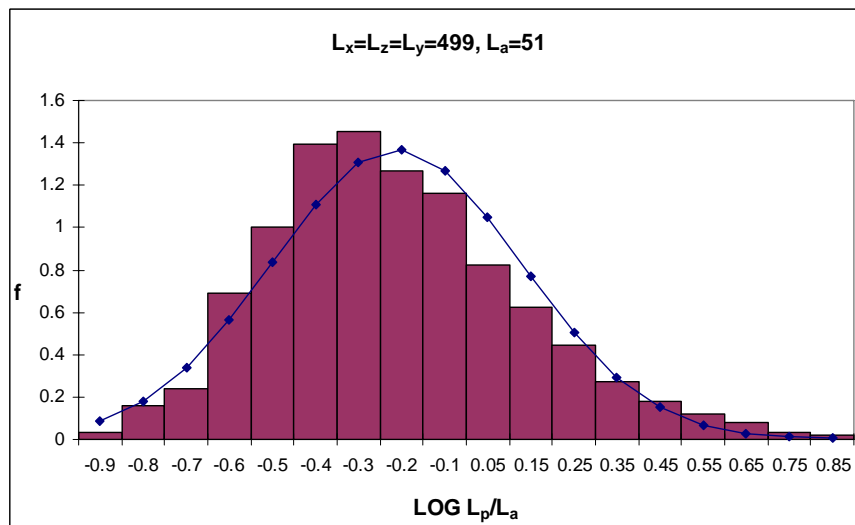


Figure A-4 : Distribution des valeurs $LOG L_p/L_a$ à $Bo=0$

Valeurs remarquables de la distribution de LOG (L_p/L_a) :

	observés	théorique
Avant $\langle L_p/L_a \rangle$	55 %	50 %
Après $\langle L_p/L_a \rangle$	45 %	50 %
σ	69.9 %	68.3 %
2σ	95.3 %	95.7 %
3σ	99.5 %	99.9 %
γ_1	0.49	0
β_2	3.11	3

Le rapprochement avec les valeurs remarquables et les coefficients d'aplatissement et d'assymétrie montre que la distribution de LOG (L_p/L_a) s'approche de la loi normale, mais n'y correspond pas tout à fait. Cette loi est légèrement dissymétrique gauche est très faiblement platicurtique (plus aplatie que la gaussienne).

Etude de la distribution des L_p/L_a en fonction du nombre de Bond pour un réseau 3D de côté 299 et d'ailette 51. Dans ce cas la moyenne suit une loi puissance à partir de Bond égale 0.04.

Bo	0	0.0001	0.001	0.01	0.02	0.04	0.06	0.08	0.1	0.2	0.4	0.6	1
Avant $\langle L_p/L_a \rangle$	64.9	66.1	59.9	49.7	49.2	51.8	51	58.1	55.4	42.8	54.2	49.2	42.4
Après $\langle L_p/L_a \rangle$	35.1	33.9	40.1	50.3	50.8	48.2	49	41.9	44.6	57.2	45.8	50.8	57.6
σ	84.1	85.3	71.1	66.5	68.1	76.3	70.5	65	73.5	80.8	97.3	99.5	57.5
2σ	95.0	95.0	94.3	96.6	96.7	94.9	95.4	96.8	95.9	98.8	97.3	99.5	99.9
3σ	97.7	97.5	98.9	99.7	99.7	99.9	99.7	99.9	99.4	99.5	100	100	100
γ_1	2.08	2.27	1.10	0.29	0.30	0.05	0.03	-0.05	0.03	-0.14	0.07	-0.01	-0.29
β_2	8.53	10.10	3.93	2.79	3.08	2.97	3.20	3.03	3.29	3.15	2.15	1.29	1.15

A Bond égal ou proche de zéro, on observe que la distribution est fortement dissymétrique gauche. Ensuite lorsque Bond augmente la distribution tend vers une loi normale et l'atteint dès que les effets stabilisants deviennent importants (à Bond = 0.04). À Bond élevé on ne tient pas compte des valeurs remarquables obtenues, car le nombre de classe est très faible.

Comme la distribution est fortement dissymétrique gauche à nombre de Bond très faible, on teste si elle est log-normale.

Etude de la distribution des LOG (L_p/L_a) en fonction du nombre de Bond :

Bo	0	0.0001	0.001	0.01	0.02	0.04	0.06	0.08	0.1	0.2	0.4	0.6	1
Avant $\langle L_p/L_a \rangle$	51.9	53.2	48.2	43.9	49.2	51.8	51	58.1	55.4	42.8	54.2	49.2	42.4
Après $\langle L_p/L_a \rangle$	48.1	46.8	51.8	56.1	50.8	48.2	49	41.9	44.6	57.2	45.8	50.8	57.6
σ	65.9	65.7	64.3	69.4	73.4	76.3	70.5	65	73.5	80.8	97.3	99.5	57.5
2σ	95.4	95.2	96.6	95.9	96.1	96.1	97.1	92.8	95.9	90.9	97.3	99.5	99.9
3σ	100	99.9	99.9	99.7	99.7	98.7	99.4	98.6	99.7	99.5	98.3	99.8	100
γ_1	0.30	0.33	-0.04	-0.51	-0.46	-0.57	-0.58	-0.57	-0.51	-0.56	-0.18	-0.09	-0.30
β_2	2.82	2.88	2.51	3.13	3.39	3.54	3.74	3.53	3.67	3.62	2.59	1.43	1.11

A Bond >0 , la distribution suit une loi pratiquement normale avec une petite dissymétrie droite.

A.3 Cas 3D, ailette rectangulaire

La distribution des valeurs de L_p à Bo=0 est montrée ci-dessous :

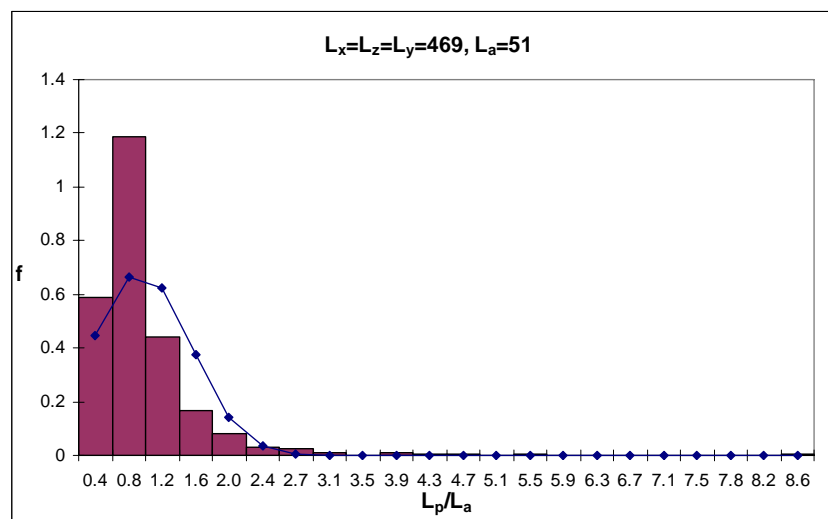


Figure A-5 : Distribution des valeurs L_p/L_a à $Bo=0$

Cette loi étant fortement dissymétrique gauche, comme pour les autres cas, on teste si elle peut être approximée par une loi log-normale.

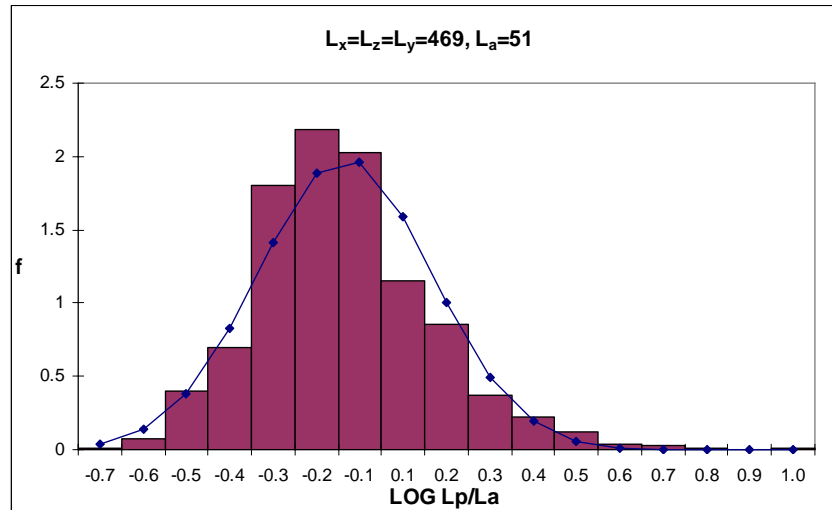


Figure A-6 : Distribution des valeurs de $LOG (L_p/L_a)$ à $Bo=0$

La distribution suit une loi normale dissymétrique gauche et est platicurtique (plus aplatie que la loi normale).

Etude de la distribution de L_p en fonction du nombre de Bond pour un réseau 3D de côté 299 et d'ailette 51. Dans ce cas on rappelle que la moyenne suit une loi puissance à partir de Bond égal à 0.02.

Bo	0	0.001	0.01	0.02	0.04	0.06	0.08	0.1	0.2
Avant $\langle L_p/L_a \rangle$	62.4	55.7	46.7	55.8	48.1	55.4	36.1	37.8	30.7
Après $\langle L_p/L_a \rangle$	37.6	44.3	53.3	44.2	51.9	44.6	63.9	62.2	69.3
σ	83.1	71.7	69.6	63.0	73.0	74.0	64.8	73.2	68.2
2σ	95.7	95.7	95.9	95.2	96.2	97.3	97.6	97.1	97.9
3σ	98.3	98.7	99.5	99.4	99.6	99.5	99.8	99.9	99.0
γ_1	2.38	0.78	0.05	0.07	0.11	-0.05	-0.02	-0.11	-0.8
β_2	12.7	3.74	3.13	3.4	3.4	3.21	3.25	3.17	2.92

A Bond égal ou proche de zéro, on observe que la distribution est fortement dissymétrique gauche. Ensuite lorsque Bond augmente la distribution tend vers un loi normale et l'atteint dès que les effets stabilisants deviennent importants (à Bond =0.02).

Etude de la distribution des LOG (L_p/L_a) en fonction du nombre de Bond :

Bo	0	0.001	0.01	0.02	0.04	0.06	0.08	0.1	0.2
Avant $\langle L_p/L_a \rangle$	53.1	50.0	46.7	44.1	48.1	55.4	36.1	37.8	30.7
Après $\langle L_p/L_a \rangle$	46.9	50.0	53.3	55.9	51.9	44.6	63.9	62.2	69.3
σ	69.7	67.6	69.6	63.0	73.0	74.0	64.8	73.2	68.2
2σ	95.1	95.0	95.9	96.4	93.5	97.3	97.6	90.2	97.9
3σ	99.5	99.7	99.2	99.3	99.5	99.6	99.8	99.3	99.0
γ_1	0.35	-0.23	-0.61	-0.5	-0.35	-0.44	-0.38	-0.45	-0.96
β_2	3.27	3.13	3.94	3.9	3.6	3.64	3.62	3.7	3.3

Comme pour les systèmes précédents, à Bond >0 on est proche d'une loi normale légèrement dissymétrique droite et platicurtique.

ANNEXE B

Une remarque sur la modélisation (impact de la variation de la température de saturation le long de la poche vapeur au sein de la mèche)

Dans cette section, nous comparons le cas où la température au niveau de l'interface liquide-gaz au sein du milieu poreux est prise égale à la température de l'interface au niveau de la cannelure, c'est-à-dire à la température de la cannelure ($T_{\text{int}}=T_{\text{can}}$) et le cas où la température au niveau de cette interface dépend de la pression à l'interface dans la phase vapeur ($T_{\text{int}} = T_s(P_{\text{vap}})$) via la relation de Clapeyron)

Sur les figures suivantes on peut comparer l'évolution de la poche vapeur et les limites de fonctionnement pour différentes conductivités de la matrice poreuse.

On constate que les surchauffes du bâti métallique pour un flux donné sont pratiquement les mêmes à 2 ou 3 K près. Les différences essentielles portent sur la forme de la poche vapeur et le désamorçage.

Pour $T_{\text{int}}=T_{\text{can}}$, lorsque le flux augmente la poche vapeur est beaucoup moins importante (la saturation de la vapeur plus faible), par contre celle-ci s'enfonce beaucoup plus dans la mèche pour désamorcer très vite. Dans ce cas on ne regarde pas le critère de saturation entraînant la chute du rendement de l'évaporateur dans le cas où $T_{\text{int}} = T_s(P_{\text{vap}})$; car lors du désamorçage la saturation de la vapeur n'a pas encore atteint cette limite.

Plus la conductivité de la mèche augmente plus le désamorçage de la poche arrive vite et plus la plage de flux que l'on peut imposer est restreinte alors que pour le cas $T_{\text{int}} = T_s(P_{\text{vap}})$, cette plage de flux ne fait qu'augmenter.

Il est donc important de tenir compte de l'évolution de la température au niveau de l'interface liquide/vapeur dans la mèche.

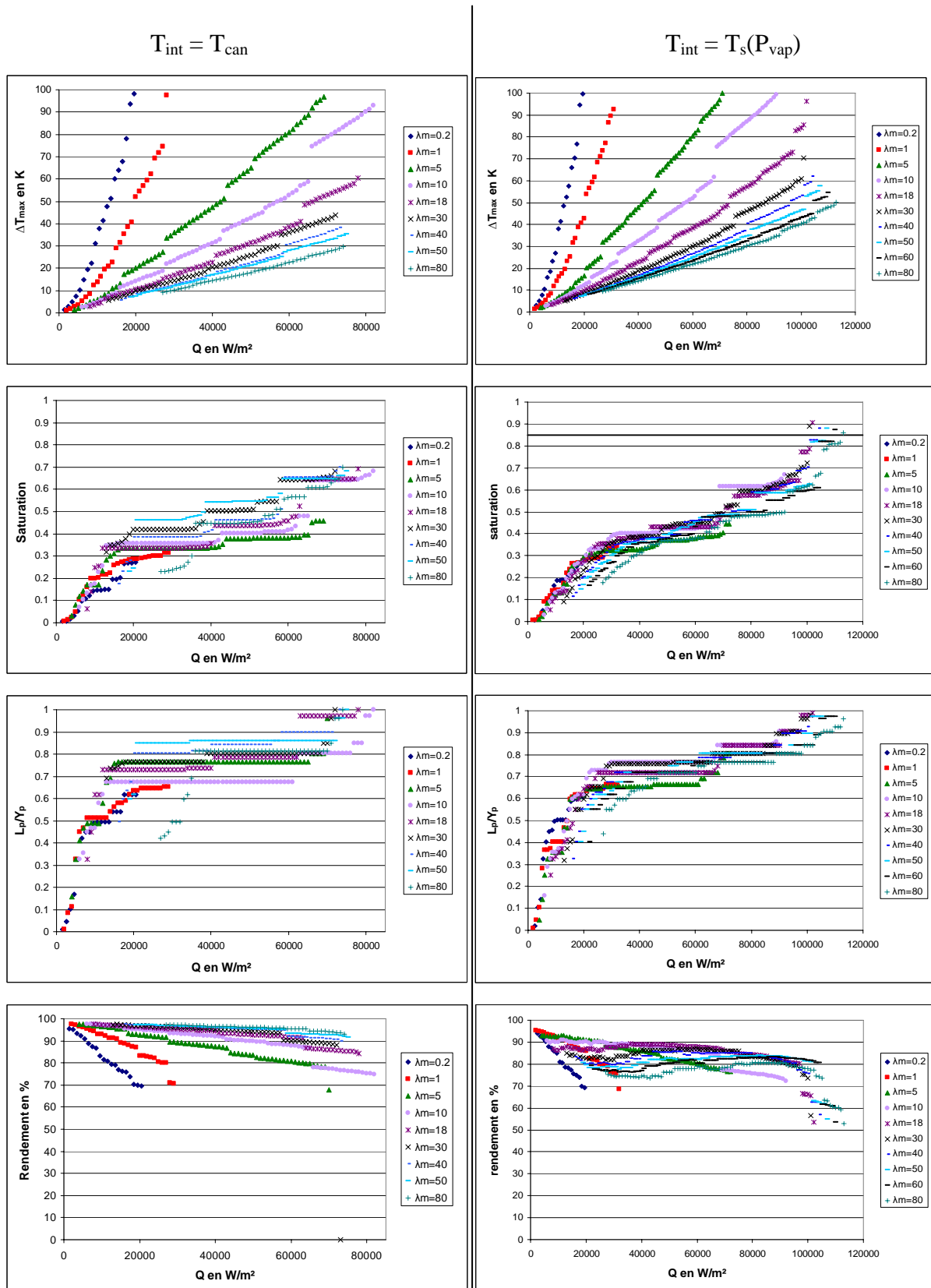


Figure B-1 : Evolution de différents paramètres en fonction du flux pour les deux modélisations au niveau de l'interface liquide/vapeur dans la mèche (noter que la gamme de flux exploré avant désamorçage est nettement plus large sur les figures de la colonne de droite)

ANNEXE C

Courbes de pression capillaire

C.1. Description du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental permettant d'établir les courbes de pression capillaire est présenté figure C.1. Le micromodèle saturé initialement en eau est relié à une burette graduée par l'intermédiaire d'un tuyau en plastique souple sur lequel a été intercalée une vanne. Cette vanne autorise ou non l'écoulement de la phase liquide entre le micromodèle et la burette. La burette sert de collecteur et récupère le liquide chassé du micromodèle. Un cathétomètre permet de mesurer de façon précise la hauteur d'eau dans la burette en visant par convention le bas du ménisque. La pression imposée dans le liquide, ainsi que les volumes de liquide récoltés, sont déduits des mesures de hauteur de liquide. La réalisation d'une courbe de pression capillaire s'effectue en trois étapes. La première consiste à s'assurer de l'horizontalité du micromodèle. La seconde consiste à mesurer la hauteur de référence c'est à dire le niveau d'eau présent dans la burette pour lequel la pression capillaire est nulle. La troisième consiste à imposer des paliers de pression dans le liquide et de mesurer la saturation du micromodèle en liquide correspondante.

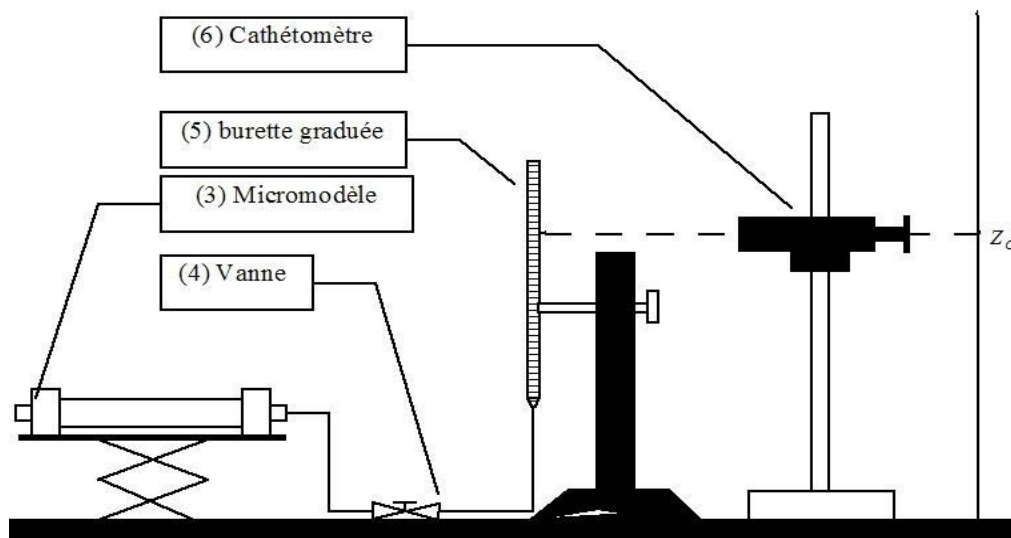


Figure C-1 : Dispositif expérimental permettant la mesure des saturations et des pressions capillaires

C.2 Principe de la mesure

Le principe de la mesure se déduit de la loi de Laplace et de l'équation de la statique des fluides. Afin de mieux comprendre le principe de la mesure, nous allons tout d'abord rappeler la loi de Laplace puis nous effectuerons les calculs en considérant le micro-modèle comme un canal conique dont la base se rétrécit lorsque l'on se rapproche du réservoir de phase mouillante.

C.2.1. Loi de Laplace

La différence de pression de part et d'autre d'une interface entre deux fluides 1 et 2 dans un capillaire, figure est appelée pression capillaire. A l'équilibre, elle obéit à la loi de Laplace :

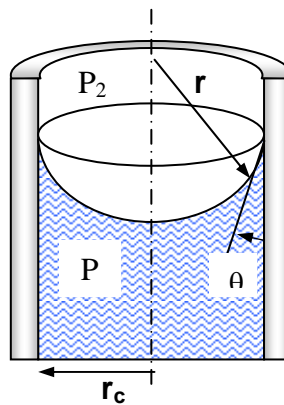


Figure C-2 : Interface sphérique dans un capillaire

$$P_c = P_1 - P_2 = \sigma_{1,2} \left(\frac{1}{r_2} + \frac{1}{r_1} \right) \quad (1)$$

Où, r_1 et r_2 sont les rayons de courbure principaux de l'interface à l'équilibre, P_1 et P_2 respectivement la pression dans les phases 1 et 2, et $\sigma_{1,2}$ est la tension interfaciale entre les phases 1 et 2. En déplacement, la loi de Laplace détermine le type de déplacement:

- Le drainage: Le fluide non mouillant, où la pression est plus forte, déplace le fluide mouillant,
- L'imbibition, le fluide mouillant déplace le fluide non mouillant,

Concernant les rayons de courbures, nous pouvons considérer les cas suivants:

- $r_1 = r_2 = r$ correspond au cas d'une calotte sphérique, qui est une bonne approximation de l'interface présente dans un capillaire cylindrique,

- $r_1 = r_2 = \infty$ correspond au cas du plan, c'est à dire interface plane et pression capillaire nulle
- r_1 ou $r_2 = \infty$ correspond au cas des surfaces cylindriques que l'on observe entre deux plaques parallèles
- $r_1 = -r_2$, la différence de pression de part et d'autre de l'interface est nulle

Pour un capillaire de rayon R , l'interface est assimilable à une calotte sphérique de rayon de courbure r tel que:

$$r = R \cos(\theta)$$

Où, θ est l'angle de contact du liquide avec la paroi. Ainsi, nous déduisons l'expression de la pression capillaire dans un tube en fonction de l'angle de mouillage, de la tension interfaciale des deux fluides et du rayon de la section de passage :

$$P_c = P_1 - P_2 = \frac{2\sigma_{1,2}}{R \cos(\theta)} \quad (2)$$

Un micromodèle peut être considéré comme un réseau de tubes capillaires dont la valeur des rayons suit une loi de distribution statistique et dont, la position des canaux est distribuée spatialement de façon aléatoire. En drainage, on augmente progressivement la pression dans la phase non- mouillante pour chasser la phase mouillante du réseau. Ainsi, pour les plus faibles valeurs de pression, on commencera par vider les canaux de plus grand rayon. Plus, on augmente la pression dans la phase non-mouillante, plus on vide les canaux dont la classe de rayon correspond aux faibles dimensions.

Remarque : La membrane semi-perméable, dont le but est d'empêcher la phase non-mouillante de sortir du micro-modèle, est un milieu poreux dont le rayon du plus gros canal est très inférieur à celui du rayon du plus petit canal du micro-modèle. Autrement dit, la pression à imposer dans la phase non-mouillante pour qu'elle pénètre la membrane semi-perméable peut être considérée comme quasi-infinie.

C.2.1 Principe de la mesure des pressions capillaires et des saturations

Considérons le cas simplifié de la figure C-3 et les hypothèses selon lesquelles:

- Le micro-modèle est une conduite de géométrie conique,
- La phase mouillante est de l'eau ultrafiltrée,

- La phase non-mouillante est de l'air,
- Le point M est le point situé sur l'interface gaz-liquide et appartenant à la phase mouillante,
- Le point N est le point situé sur l'interface gaz-liquide et appartenant à la phase non-mouillante,
- On considère que les points N et M sont confondus et quelle que soit la position de l'interface dans le micromodèle, leur hauteur reste la même et vaut : $Z_{M,N} = Z_{ref}$. Cette hypothèse est valable si on a pris soin de s'assurer au préalable de l'horizontalité du micro-modèle,
- L'altitude Z_C est l'altitude du point « c » situé sur le bas du ménisque que forme l'eau dans la burette graduée,
- Soit $h_{burette}$ la hauteur totale des graduations de la burette et $V_{burette}$, le volume correspondant. Alors, $h_{burette}$ et $V_{burette}$ sont connues et reliées par la relation:

$$S_{burette} = \frac{V_{burette}}{h_{burette}}$$

Où, $S_{burette}$ est la section de la burette permettant de traduire les hauteurs de liquide mesurées en terme de volume et de pression,

- La pression au point N et au point C sont supposées constantes et égales à la pression atmosphérique P_{atm} .

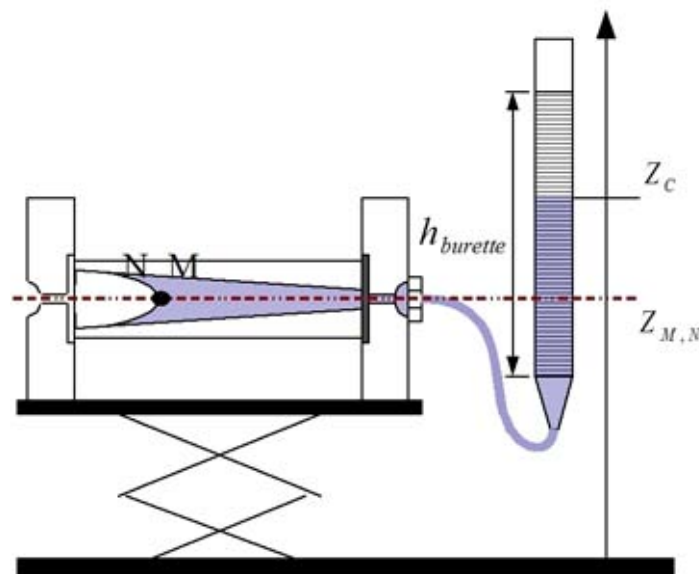


Figure C-3 : Calcul des pressions capillaires dans le cas simplifié d'un micromodèle assimilé à une conduite conique

A l'équilibre, la loi de la statique des fluides appliquée dans la phase mouillante entre les points C et M conduit à la relation :

$$P(Z_C) + \rho_w g Z_C = P_{atm} + \rho_w g Z_C = P_M + \rho_w g Z_C \quad (3)$$

Lorsque l'interface liquide-gaz est courbe, la loi de Laplace appliquée aux points N et M conduit à la relation :

$$P_C = P_M - P_N = \frac{2\sigma_{M,N}}{R_{M,N} \cos(\theta)} \quad (4)$$

En combinant ces équations on arrive à une relation linéaire reliant la pression capillaire P_C et la hauteur d'eau dans la burette Z_C :

$$P_C = \rho_w g (Z_{ref} - Z_C) = \frac{2\sigma_{M,N}}{R_{M,N} \cos(\theta)} \quad (5)$$

C.2.3 Choix d'une « méthode itérative » pour la mesure des pressions capillaires et des saturations

➤ *Mesure de la pression capillaire*

Grâce à l'équation (5), on connaît la relation qui permet, à partir de la hauteur Z_C mesurée, de reconstruire la pression capillaire P_C .

➤ *Mesure de la saturation en phase mouillante*

La saturation en phase mouillante (liquide) dans le micro-modèle, pour un palier de pression donné est donnée par la relation: $S_w = \frac{V_w}{V_{ref}}$

Où, V_w est le volume de liquide restant dans le micro-modèle au moment de la mesure et V_{ref} est le volume d'eau de référence c'est à dire le volume d'eau présent dans le micro-modèle lorsque celui-ci est totalement saturé en phase mouillante. Lors d'une campagne d'essai, on pèse le micro-modèle vide puis saturé en phase mouillante. Connaissant, la température lors de l'expérience, le poids du volume de référence de phase mouillante et sa masse volumique, on en détermine V_{ref} :

$$V_{ref} = \frac{m_{sature} - m_{vide}}{\rho_w(T)}$$

Où, m_{sature} et m_{vide} sont respectivement les poids du micro-modèle saturé en phase mouillante et vide. m_{vide} est mesuré en début d'expérience lorsque le micro-modèle est vide et m_{vide} est la masse de référence du micro-modèle lorsque l'on mesure la hauteur de référence.

Pour déterminer la saturation S_w , on procède de la façon suivante :

- 1) On impose une pression dans le liquide en modifiant sa hauteur par translation verticale de la burette,
- 2) On attend l'équilibre et on relève la hauteur « dh » d'eau récoltée dans la burette,
- 3) On multiplie dh par $S_{burette}$ pour obtenir le volume d'eau dv chassé du micro-modèle:

$$dv = dh * S_{burette}$$
- 4) Connaissant le volume d'eau de référence on en déduit la saturation en eau du micro-modèle:

$$S_w = \frac{V_{ref} - dh * S_{burette}}{V_{ref}}$$

➤ *Problème lié à la mesure et méthode itérative*

Le niveau d'eau dans la burette permet de connaître la pression capillaire imposée. Cependant, la burette sert aussi à collecter l'eau chassée du micro-modèle. Le paradoxe est le suivant:

- Si l'on baisse la hauteur de la burette pour diminuer la hauteur Z_C de la valeur $Z_{initial}$ à la valeur Z_{final} .
- On augmente la pression P_C de la valeur $P_{initial}$ à la valeur P_{final} .
- On chasse donc de l'eau du micro-modèle.
- Le volume d'eau chassé est récolté dans la burette.
- La hauteur Z_C augmente pour atteindre une valeur $Z_C > Z_{final}$
- La pression capillaire P_C diminue pour atteindre une valeur $P_1 < P_{final}$
- La mesure est faussée

La solution pour palier à ce problème est la méthode itérative suivante considérée « pour l'étape i » :

- 1) On baisse la hauteur de la burette pour diminuer la hauteur Z_C^i de la valeur $Z_{initial}^i$ à la valeur Z_{final}^i ,

- 2) La pression P_C^i est diminuée de la valeur $P_{initial}^i$ à la valeur P_{final}^i ,
- 3) L'eau est chassée du micro-modèle,
- 4) On attend l'équilibre,
- 5) La hauteur Z_C^i augmente pour atteindre une valeur $Z_1^i > Z_{final}^i$,
- 6) On relève le volume dv_j^i d'eau récolté dans la burette,
- 7) On baisse à nouveau la hauteur de la burette pour diminuer la hauteur Z_C^i à la valeur Z_{final}^i ,
- 8) On recommence les étapes 1 à 6 tant que la hauteur Z_C^i ne reste pas égale à la hauteur Z_{final}^i .

Au final la pression capillaire imposée dans le liquide est bien:

$$P_C^i = P_{final}^i = \rho_W g (Z_{ref} - Z_{final}^i)$$

Le volume d'eau total chassé correspondant au palier de pression P_C^i est bien :

$$dV^i = \sum_{j=1}^{j=ni} dv_j^i$$

Où « ni » est le nombre de fois que les étapes 1 à 6 ont été répétées lors de la « i^{ème} » mesure et « i » est le numéro de la mesure.

La saturation en eau du micro-modèle pour le « i^{ème} » palier de pression imposé est:

$$S_w^i = \frac{V_{ref} - \sum_{k=1}^{k=i} dV^i}{V_{ref}}$$

C.3 Protocole expérimental

C.3.1 Préliminaires

- Préparation du micromodèle (étanchéité,...)
- Saturation du micromodèle
- Horizontalité du micromodèle

C.3.2 Mesure de la hauteur de référence

L'objectif est de mesurer la hauteur d'eau dans la burette pour laquelle, la pression capillaire est nulle et de relever le volume d'eau de référence présent dans le micro-modèle saturé. Le principe de la mesure est le suivant:

- 1) Mettre le micro-modèle à l'horizontale,
- 2) Ouvrir la vanne (4),
- 3) Ajuster la hauteur de la burette (5) pour que le front de liquide vienne lécher la première rangée de picos du micro-modèle sans qu'il y ait formation de ménisque (figure C.4),
- 4) Viser à l'aide du cathétomètre (6), le bas du ménisque d'eau formé dans la burette graduée et relever la hauteur de référence Z_{ref} .

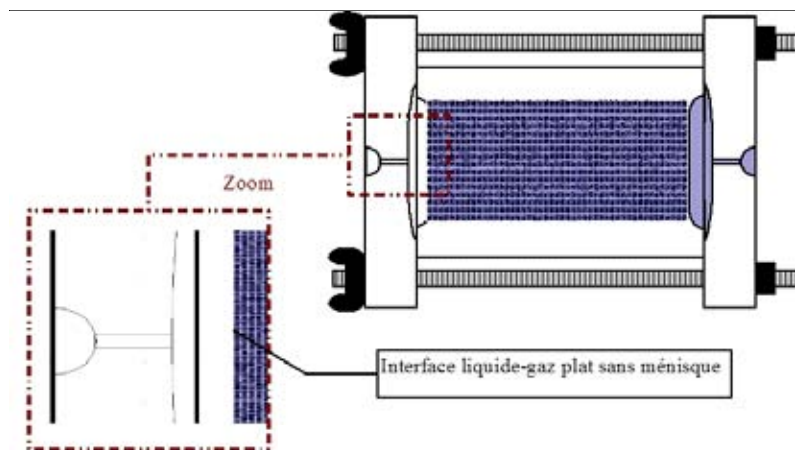


Figure C-4 : Etape 3

C.3.3 Protocole d'acquisition des valeurs de pression capillaire et de saturation

On suppose que tous les préparatifs décrits dans les sections C.1 et C.2 ont été réalisés. Il ne reste donc plus qu'à acquérir les informations permettant de connaître la saturation du micro-modèle en phase liquide pour différents paliers de pression capillaire. On procède alors de la façon suivante :

- 1) Fermer la vanne (4),
- 2) Viser la hauteur $Z_C^i = Z_{\text{initial}}^i$ au cathétomètre (6) et la noter,
- 3) Abaisser la hauteur de la burette (5) grâce à la platine de déplacement micrométrique,
- 4) Initialiser le volume total d'eau récupéré à zéro: $dV^i = 0$,

- 5) Viser la hauteur $Z_C^i = Z_{final}^i$ du niveau d'eau dans la burette (5) à l'aide du cathétomètre (6) et la noter,
- 6) Ouvrir la vanne (4) pour que le gaz chasse le liquide du micro-modèle (3),
- 7) Attendre cinq minutes pour obtenir un état d'équilibre intermédiaire,
- 8) Viser la hauteur $Z_C^i = Z_{int\,ermédiaire}^i$ du niveau d'eau dans la burette (5) à l'aide du cathétomètre (6) et la noter. Le volume d'eau intermédiaire qui a été collecté est : $dV_{int\,ermédiaire}^i = (Z_{int\,ermédiaire}^i - Z_{final}^i) * S_{burette}$
- 9) Le volume total d'eau collectée à l'étape i est recalculé par la relation :

$$dV^i = dV^i + dV_{int\,ermédiaire}^i$$
- 10) Fermer la vanne (4),
- 11) Baisser la hauteur de la burette (5) pour remettre le niveau d'eau à la hauteur $Z_C^i = Z_{final}^i$
- 12) Vérifier au cathétomètre (6) que le niveau d'eau dans la burette est bien à la hauteur Z_{final}^i ,
- 13) Recommencer les étapes 5 à 12 tant que $Z_{int\,ermédiaire}^i$ n'est pas égal à Z_{final}^i ,
- 14) Calculer les valeurs de la pression capillaire et de la saturation en liquide par les équations respectives :

$$\begin{cases} P_C^i = \rho_w g (Z_{ref} - Z_{final}^i) \\ S_w^i = \frac{V_{ref} - \sum_{k=1}^{k=i} dV^k}{V_{ref}} \end{cases}$$

- 15) Recommencer les étapes 1 à 14 tant que le liquide est chassé par le gaz.

C.3.4 Calculs des incertitudes

- La précision que permet d'atteindre le cathétomètre est de 5/100 de mm aussi l'incertitude liée à la mesure d'une hauteur de liquide peut être considérée égale à 5/100 de mm de façon à tenir compte de la sensibilité de l'expérimentateur :

$$\Delta Z = 5.10^{-5} m$$

- La longueur totale des graduations de la burette a été mesurée à l'aide du cathétomètre, en conséquence l'incertitude effectuée sur la hauteur de la burette est de 40/100 mm :

$$h_{burette} = 254.40 \pm 0.1 \text{ mm}$$

- On rappelle que l'expression de la surface de la burette est :

$$S_{burette} = \frac{V_{burette}}{h_{burette}} = 7.861 * 10^{-5} \text{ m}^2$$

Où $h_{burette}$ est la longueur des graduations de la burette correspondant au volume $V_{burette}$ de 25mL

L'incertitude sur la surface de la burette est donc :

$$\Delta S_{burette} = 1.55 * 10^{-8} \text{ m}^2$$

- La valeur du volume de référence est obtenue en sommant les volumes de fluide retiré du milieu poreux jusqu'à la saturation nulle.

L'incertitude commise sur la valeur du volume de référence est donc :

$$\Delta(V_{ref}) = \Delta S_{burette} \frac{V_{ref}}{S_{burette}} + 2i \Delta Z \quad \text{où } i \text{ est le nombre d'itérations réalisé}$$

- On rappelle que l'expression de la pression capillaire est :

$$P_C^i = \rho_W g (Z_{ref} - Z_{final}^i)$$

En conséquence après calculs, l'incertitude effectuée sur une mesure de la pression a pour expression :

$$\Delta P_C^i = g (Z_{ref} - Z_{final}^i) \Delta \rho_W + 2 \rho_W g \Delta Z \quad (Pa)$$

L'incertitude sur la masse volumique est la suivante : $\Delta \rho_W = 0.01 \text{ kg m}^{-3}$

- On rappelle que l'expression de la saturation « pleinement développée » est suivant les équations précédentes :

$$S_W^i = \frac{V_{ref} - \sum_{k=1}^{k=i} \sum_{j=1}^{j=ni} (Z_j^k - Z_{final}^k) S_{burette}}{V_{ref}}$$

En conséquence, l'incertitude liée au calcul de la saturation vaut :

$$\Delta S_W^i = \frac{\Delta V_{ref}}{V_{ref}} (1 + S_W^i) + \left[\sum_{k=1}^{k=i} \sum_{j=1}^{j=ni} (Z_j^k - Z_{final}^k) \right] \frac{\Delta S_{burette}}{V_{ref}} + i * ni * 2 * \Delta Z * \frac{S_{burette}}{V_{ref}}$$

ANNEXE D

Répartition statistique de la taille des liaisons

La première étape pour obtenir cette répartition est la prise d'une photo à la verticale du micromodèle (Figure D.1).

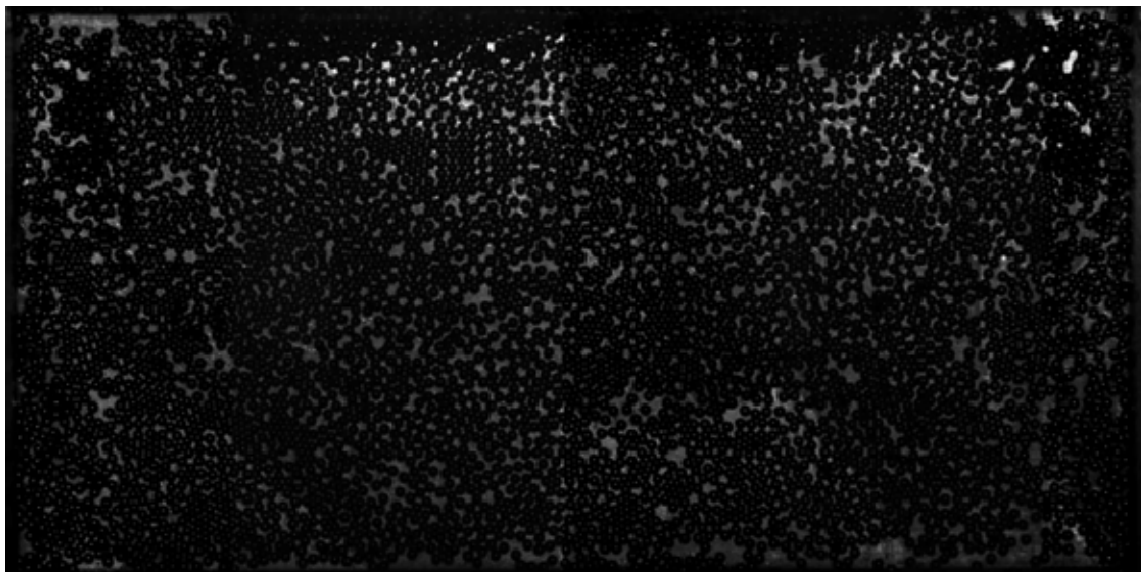


Figure D-1 : Image brute du micromodèle

Les billes apparaissent en noir sur cette image. Il est désormais nécessaire d'obtenir la position des centres de gravité de chaque bille. On procède alors « indirectement » : il faut remarquer que chaque sommet de bille apparaît en blanc sur l'image. Ces multiréflexions sont dues à l'éclairage. Celui-ci est positionné pour réduire ces réflexions aux seuls sommets des billes. Cette saturation du capteur au sommet des billes servira donc à les positionner dans le repère choisi (l'origine est un coin de l'image). On introduit ensuite un critère de taille des pixels à sélectionner pour positionner les billes. En effet le logiciel de traitement d'image ne permet pas de faire la différence entre les sommets des billes et les pores qui apparaissent aussi en blanc sur l'image. Après application de ce critère et retouche manuelle si besoin est, on obtient une nouvelle image (que l'on appelle un « masque ») sur laquelle apparaissent

uniquement les sommets des billes (Figure D.2). Les coordonnées de ces sommets (et donc des centres de gravité) sont obtenues avec le logiciel OPTIMAS qui réalise directement les calculs sur le masque généré précédemment. Accessoirement, on peut connaître le nombre de billes du milieu poreux (ici **4596 billes**) pour calculer sa porosité (cf VIII.3.4).

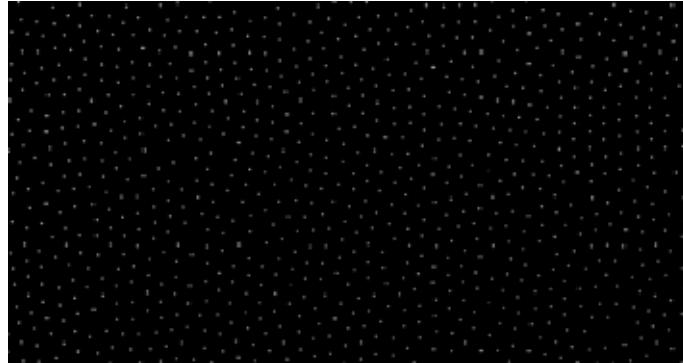


Figure D-2 : Extrait du « masque » avec les sommets des billes

L'étape suivante fait intervenir le logiciel Matlab. On doit en effet réaliser le diagramme de Voronoi et la triangulation de Delaunay de cette répartition de billes.

- Diagramme de Voronoi :

Soit $Q = (q_1, \dots, q_n)$ un ensemble de points, le diagramme de Voronoi de ces points est défini par :

$$V_i = \{q = (x, y) \mid \|q - q_i\| \leq \|q - q_j\|, \forall (i, j) \in [1, n]^2, i \neq j\}$$

Chaque hexagone du diagramme de Voronoi est donc formé par l'ensemble des points qui sont les plus proches voisins de q_i (centre de gravité d'une bille dans notre cas). Ce diagramme permet donc de dire quelles billes sont voisines les unes des autres. Une liaison ne peut en effet exister qu'entre deux billes voisines de cette manière.

- Triangulation de Delaunay :

Les segments de la triangulation de Delaunay sont les segments $q_i q_j$ qui coupent perpendiculairement les arrêtes du diagramme de Voronoi. C'est la longueur de ces segments qui va nous donner directement la taille des liaisons de la mèche poreuse.

Le logiciel Matlab permet donc de tracer le diagramme de Voronoi de la triangulation de Delaunay à partir de la position des centres de gravité préalablement obtenue. Le tout est ensuite superposé à l'image initiale pour vérifications (Figures D.3 et D.4). Il convient

cependant d'appliquer un critère de sélection des segments de Delaunay à conserver. En effet dans cette représentation, certaines billes situées sur les bords du milieu poreux peuvent être reliées par un segment. Ce segment d'une grande longueur ne représente en aucun cas une liaison ! Ces segments sont donc supprimés sous Matlab à l'aide d'une limite de taille.

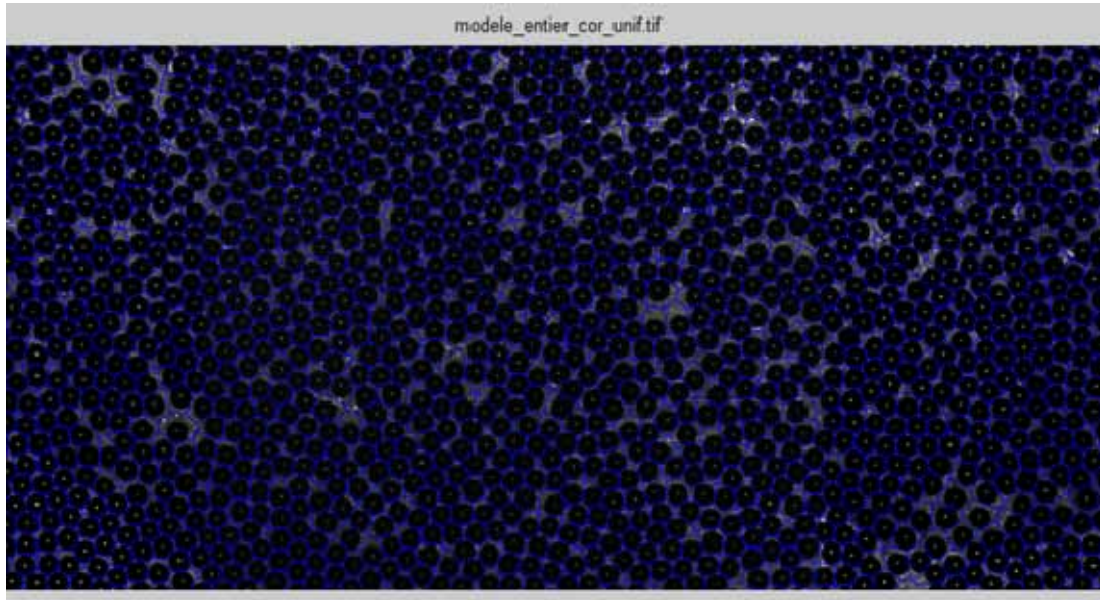


Figure D-3 : Diagramme de Voronoi sur le lit de billes

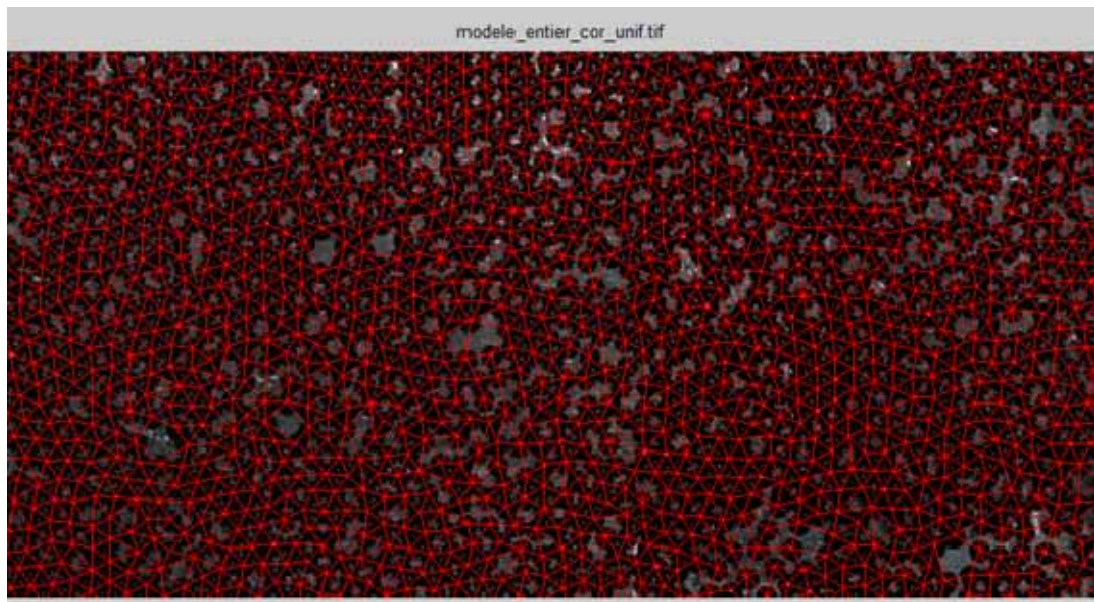


Figure D-4 : Triangulation de Delaunay appliquée au milieu poreux

L'application de ces deux résultats sur l'image initiale permet de vérifier que chaque pore est bien pris en compte par un segment de Delaunay (Figure D.5), Voronoi en bleu et

Delaunay en rouge). Ceci est bien le cas. Par contre certains segments de Delaunay apparaissent dans certains cas particuliers de positionnement des billes et ne correspondent pas à une liaison. Comme le montre cette figure ces segments erronés sont bien orthogonaux aux arrêtes de Voronoi correspondantes mais ils ne les coupent pas !

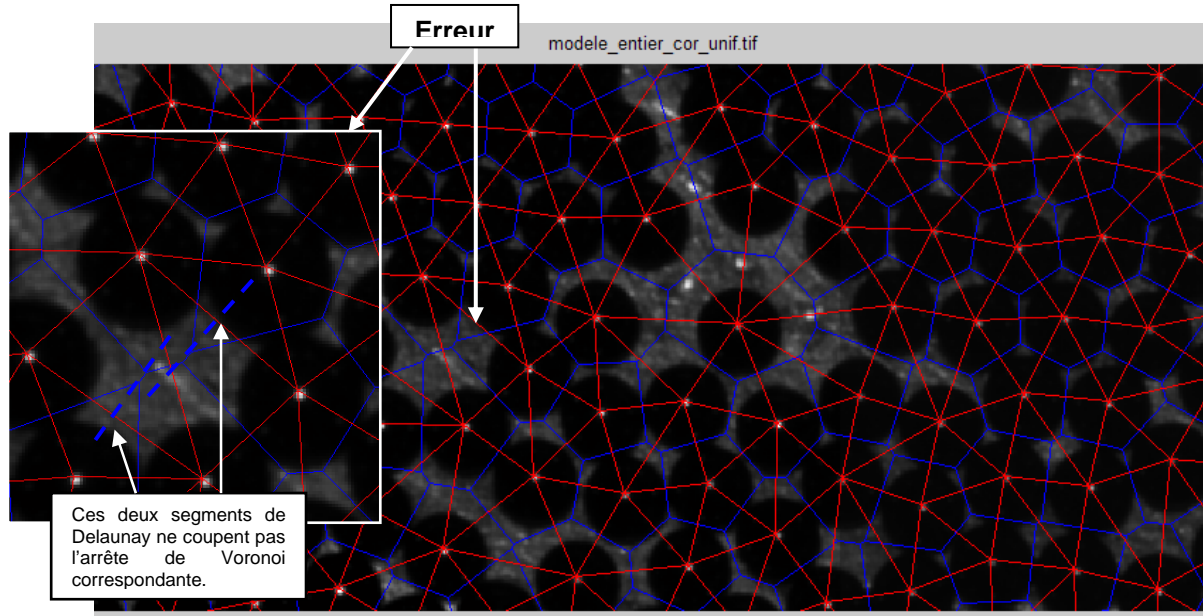


Figure D-5 : Vérification de la méthode

Physiquement, un segment de Delaunay représente le passage le plus étroit de la liaison. C'est dans ce passage que vient se fixer le ménisque lors de l'envahissement du milieu poreux par la phase vapeur. Quand le ménisque se brise, le pore est envahi.

Dans l'état actuel, cette méthode présente donc un certain pourcentage d'erreurs qu'il est difficile d'évaluer sans passer en revue les segments un par un. Il serait éventuellement possible d'améliorer le programme Matlab de manière à éliminer les segments de Delaunay « erronés ». Nous ne disposons cependant pas du temps nécessaire pour le faire. De toute manière, l'incertitude sur la position des centres de gravité induit une incertitude sur les distances mesurées de cette manière. En effet les billes de l'image ne sont pas des cercles parfaits en raison des effets d'ombre portées sur le support ce qui entraîne parfois un léger décalage du centre de gravité calculé par rapport au centre réel.

Pour terminer, Matlab renvoie la liste des segments de Delaunay obtenus avec leur longueur en pixel. Il suffit d'exporter ce fichier sous Excel et de convertir ces longueurs en millimètre pour obtenir la répartition statistique du paragraphe VIII.3.3.

ANNEXE E

Propriétés du fluorinert



Fluorinert™ Electronic Liquid FC-3284

Product Information

Introduction

3M™ Fluorinert™ Electronic Liquid FC-3284 is a clear, colorless, thermally stable, fully-fluorinated liquid ideal for use in many single phase heat transfer applications in the semiconductor manufacturing industry. Its liquid range (-73 °C to 50 °C) makes it ideal for a variety of applications such as etchers, ion implanters, testers, rectifiers and others. Because Fluorinert liquid FC-3284 is primarily a single compound, its composition will not shift or fractionate with time. This keeps fluid loss to a minimum and insures that transport properties will not change with time.

Physical Properties

Not for specification
purposes

All values determined
at 25 °C unless
otherwise specified

Properties	FC-3284
Appearance	Clear, colorless
Average Molecular Weight	299
Boiling Point (1 atm)	50 °C
Pour Point	-73 °C
Estimated Critical Temperature	434 K
Vapor Pressure	35.7×10^3 pascals
Latent Heat of Vaporization (at normal boiling point)	105 J/g
Liquid Density	1710 kg/m ³
Kinematic Viscosity	0.42 centistokes
Absolute Viscosity	0.71 centipoise
Liquid Specific Heat	1100 J kg ⁻¹ °C ⁻¹
Liquid Thermal Conductivity	0.062 W m ⁻¹ °C ⁻¹
Coefficient of Expansion	0.0016 °C ⁻¹
Refractive Index	1.266
Water Solubility	14 ppmw
Solubility in Water	<5 ppmw
Ozone Depletion Potential	0

Heat Transfer Properties

The following formulas can be used to calculate the specific heat, thermal conductivity, density and vapor pressure of 3M[®] Fluorinert[™] Electronic Liquid FC-3284 at various temperatures.

$$\text{Specific Heat (J kg}^{-1} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}) = 1014 + 1.554 (T, ^{\circ}\text{C})$$

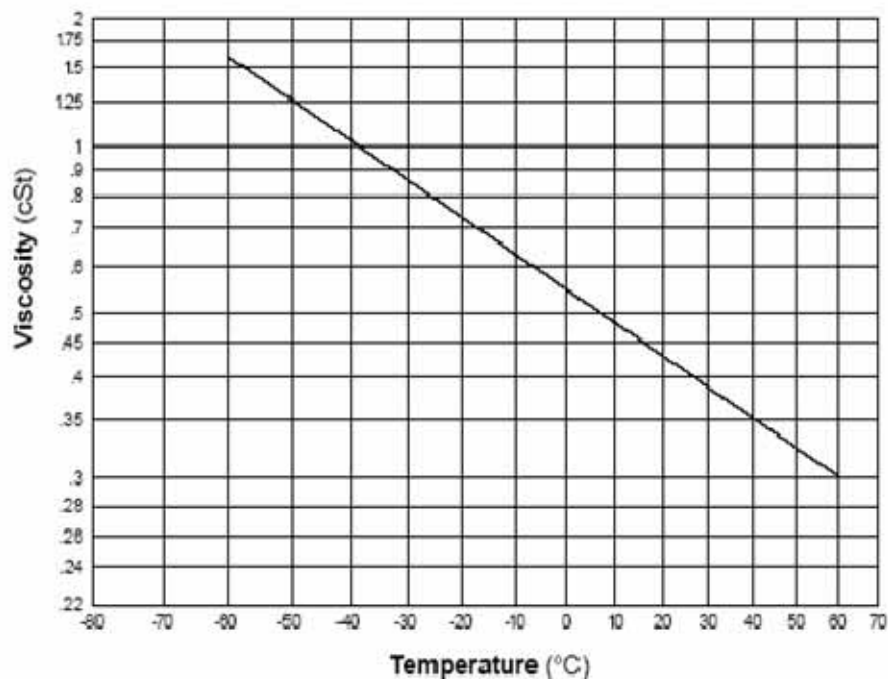
$$\text{Thermal Conductivity (W m}^{-1} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}) = 0.065 - 0.00013 (T, ^{\circ}\text{C})$$

$$\text{Density (kg/m}^3\text{)} = 1776 - 2.65 (T, ^{\circ}\text{C})$$

$$\text{Log}_{10}(\text{Vapor Pressure (pascals)}) = 10.062 - (1643/(T, \text{K}))$$

The following graph can be used to determine the viscosity of Fluorinert liquid FC-3284 over the indicated temperature range.

Fluorinert Liquid FC-3284
Viscosity (cSt) vs. Temperature (°C)



Références bibliographiques

- E. G. Jr. ALEXANDER, « Structure-property Relationships in Heat Pipe Wicking Materials », Ph.D. Thesis, North Carolina State University, Department of Chemical Engineering, Raleigh, (1972)
- M.J. BLUNT, M.D. JACKSON, M. PIRI, P.H. VALVATNE, « Detailed physics, predictive capabilities and macroscopic consequences for pore-network models of multiphase flow », *Advances in Water Resources*, Volume 25, Issues 8-12, pp. 1069-1089, (2002)
- M. BONNEFOY, J.M. OCHTERBECK, B.L. DROLEN, M.N. NIKITKIN, « Effective Thermal Conductivity of Saturated Sintered Nickel Loop Heat Pipe Wicks », 37th Thermophysics Conference, Portland, Oregon, July, (2004)
- B. CAMASSEL B., « Contribution à l'étude du changement de phase liquide-vapeur en milieu poreux », *Thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse*, (2003)
- Y. CAO, A. FAGHRI, « Conjugate analysis of a flat-plate type evaporator for capillary pumped loops with three-dimensional vapour flow in the groove », *International Journal of Heat and Mass transfer*, Vol. 37, N°3, pp. 401-409, (1994)
- M.A. CHERNYSHEVA, S.V. VERSHININ, YU.F. MAIDANIK, « Development and tests results of loop heat pipes with a flat evaporator », SAE Paper No.2000-01-2491, pp.652-656, (2000).
- S.W. CHI, « Heat Pipe Theory and Practice », A sourcebook, McGraw-Hill Book Company, New York, (1976)
- A.S. DEMIDOV, E.S. YATSENKO, « Investigation of heat and mass transfer in the evaporation zone of a heat pipe operating by the 'inverted meniscus' principle », *International Journal of Heat and Mass transfer*, Vol. 37, N° 14, pp. 2155-2163, (1994)
- G.N. DUL'NEV, « Heat Transfer through Solid Disperse Systems », *Inzhenerno-Fizicheskii Zhurnal*, 9, N°3, pp.399-404, (1965)
- V. DUPONT, J.L. JOLY, M. MISCEVIC, V. PLATEL, « Capillary pumped loop startup : effects of the wick fit on boiling incipience », *Journal of Thermophysics and Heat transfer*, Vol. 17, N° 2, pp. 138-144 , (2003)

- V. DUPONT, M. MISCEVIC, J.L. JOLY, V. PLATEL, « boiling incipience of highly wetting liquids in horizontal confined space », *International Journal of Heat and Mass transfer*, Vol. 46, Issue 22, pp. 4245-4256, (2003).
- A. FAGHRI, « Heat pipe science and technology », *Taylor & Francis*, (1995)
- C. FIGUS, « Changement de phase en milieu poreux. Application à l'étude d'un évaporateur capillaire », *Thèse de l'Institut National Polytechnique de Toulouse*, (1996)
- C. FIGUS, Y. LEBRAY, S. BORIES, M. PRAT, « Heat and mass transfer with phase change in a porous structure partially heated. Continuum model and pores network simulations », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 42, pp. 2257-2569, (1999)
- C. FIGUS, Y. LEBRAY, S. BORIES, M. PRAT, « Heat transfer in porous media considering phase change, capillary an gravity: application to capillary evaporators », *Proceedings of the 11th International Heat Transfer Conference*, Kyongju, Vol. 4, pp.393-398, (1998)
- O. FUDYM, « Modèle physique de fonctionnement d'une boucle fluide diphasique à pompage thermocapillaire, étude de prototype et analyse de couplage », *Thèse de l'université Paul Sabatier de Toulouse*, (1994)
- R.L GORRING, S.W. CHURCHILL, « Thermal Conductivity of Heterogeneous Materials », *Chemical Engineering Progress*, 57, N° 7, pp. 53-59, (1961)
- Journée SFT, « Contrôle thermique des composants électroniques par voie diphasique », Paris, Décembre 2005
- T. KAYA, J. GOLDAK, « Numerical analysis of heat and mass transfer in the capillary structure of a loop heat pipe », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 49, Issues 17-18, pp. 3211-3220, (2006)
- D. KRUSTALEV, A. FAGHRI, « A Thermal characteristics of conventional and flat miniature axially grooved heat pipes » *ASME J. Heat Transfer*, vol 117, pp. 1048-1054, (1995)
- V.M. KISEEV, V.A. NOUROUTDINOV, N.P. POGORELOV, « Analysis of maximal heat transfer capacity of capillary loops », in: *Proc. of 9th International Heat Pipe Conf.*, Albuquerque, NM, pp. 1007–1014, (1995)
- J. KU, « Start-up issues of capillary pumped loop », *Proc. IX Int; HEAT Pipe CONF.*, Albuquerque, New Mexico, pp. 994-1001, (1995)

- J. KU, « Operational Characteristics of Loop Heat Pipes », S.A.E. paper 1999-01-2007, (1999)
- Y. LEBRAY, « simulateur microscopique du séchage de milieu capillaro-poreux », *Thèse de l'Institut National Polytechnique de Toulouse*, (1996)
- C. LE FRIEC, « Développement d'une boucle thermocapillaire, étude expérimentale et modélisation », *Thèse ENSMA*, (1996)
- Y.F. MAIDANIK, « Loop heat pipes », *Appl. Therm. Eng.* 25, 635-657, (2005)
- Y.F. MAIDANIK, Y.G; FERSHATER, N.N. SOLODOVNIK, « Design and investigation of regulation of loop heat pipes for terrestrial and space applications », *SAE Paper* 941407, (1994)
- J.C. MAXWELL « A Treatise on Electricity and Magnetism », McGraw-Hill Book Company, New York, (1954)
- D. MISHKINIS, J.M. OCHTERBECK, « Homogeneous nucleation and the heat pipe boiling limitation », *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, Vol. 76, N°4, pp. 813-818, (2003)
- I. MURUOKA, F.M. RAMOS, V.V. VLASSOV, « Analysis of the operational characteristics and limits of a loop heat pipe with porous element in the condenser », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 44, pp. 2287-2297, (2001)
- G.P. PETERSON, *An introduction to Heat pipes : Modeling, Testing, and Applications*, Willey, New York (1994)
- G.P. PETERSON, L. S. FLETCHER, « Effective Thermal Conductivity of Sintered Heat Pipe Wicks », *Journal of Thermophysics and Heat transfer*, vol 1, N°4, *AIAA Paper*, New York, pp.343-347, (1987)
- V. PLATEL, « Etude physique et fonctionnement de l'évaporateur d'une pompe thermocapillaire : modélisation et expérimentation », *Thèse de l'université Paul Sabatier de Toulouse*, (1991)
- V. PLATEL, « Contrôle thermique de systèmes de puissance par voie diphasique. Modélisation et analyse système », *Habilitation à diriger des recherches*, (2004)
- E. POUZET, « Influence du champ de pesanteur sur le fonctionnement d'une boucle fluide diphasique à pompe thermocapillaire. Expérimentation et modélisation », *Thèse de l'université Paul Sabatier de Toulouse*, (1996)

- M. PRAT, « Recent advances in pore-scale models for drying of porous media », *Chemical Engineering Journal*, Vol. 86, Issues 1-2, pp.163-164, (2002)
- M. PRAT, F. BOULEUX, « drying of capillary porous media with stabilized front in two-dimensions », *Phys. Rev. E*, Vol.60, N° 5, pp.5647-5656, (1999)
- C. A. SLEICHER, M.W. ROUSE, « A convenient correlation for heat transfer to constant and variable property fluids in turbulent pipe flow », *International Journal of Heat and Mass transfer*, Vol. 18, pp. 677-683, (1975)
- D. STAUFFER, A. AHARAONY, « Introduction to percolation theory », Taylor & Francis, London, (1992)
- V. SUHAS PATANKAR, « Numerical Heat Transfer and Fluid Flow », (1980)
- P. VAN CAREY, « Liquid-vapor Phase-change phenomena », *Taylor & Francis*, (1992)
- C.Y. WANG, C. BECKERMANN, « A Two-Phase Mixture Model of Liquid-Gas Flow and Heat Transfer in Capillary Porous Media, Part I: Model Formulation, », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 36, pp. 2747-2758, (1993)
- Y.H. YAN, J.M. OCHTERBECK, « Numerical Investigation of the Steady-State Operation of a Cylindrical Capillary Pumped Loop Evaporator », *Journal of Electronic Packaging*, Vol. 125, Issue 2, pp. 251-260, (2003)
- D. ZAITSEV, O. KABOV, « Thermocapillary rupture of falling liquid film », *International Topical Team Workshop on two phases systems for ground an space application*, Université Libre de bruxelles, Brussels, Belgique, (2006)
- C. ZARCONE, « Etude du couplage visqueux en milieu poreux : mesure des perméabilités relatives croisées », *Thèse de l'Institut National Polytechnique de Toulouse*, (1994)